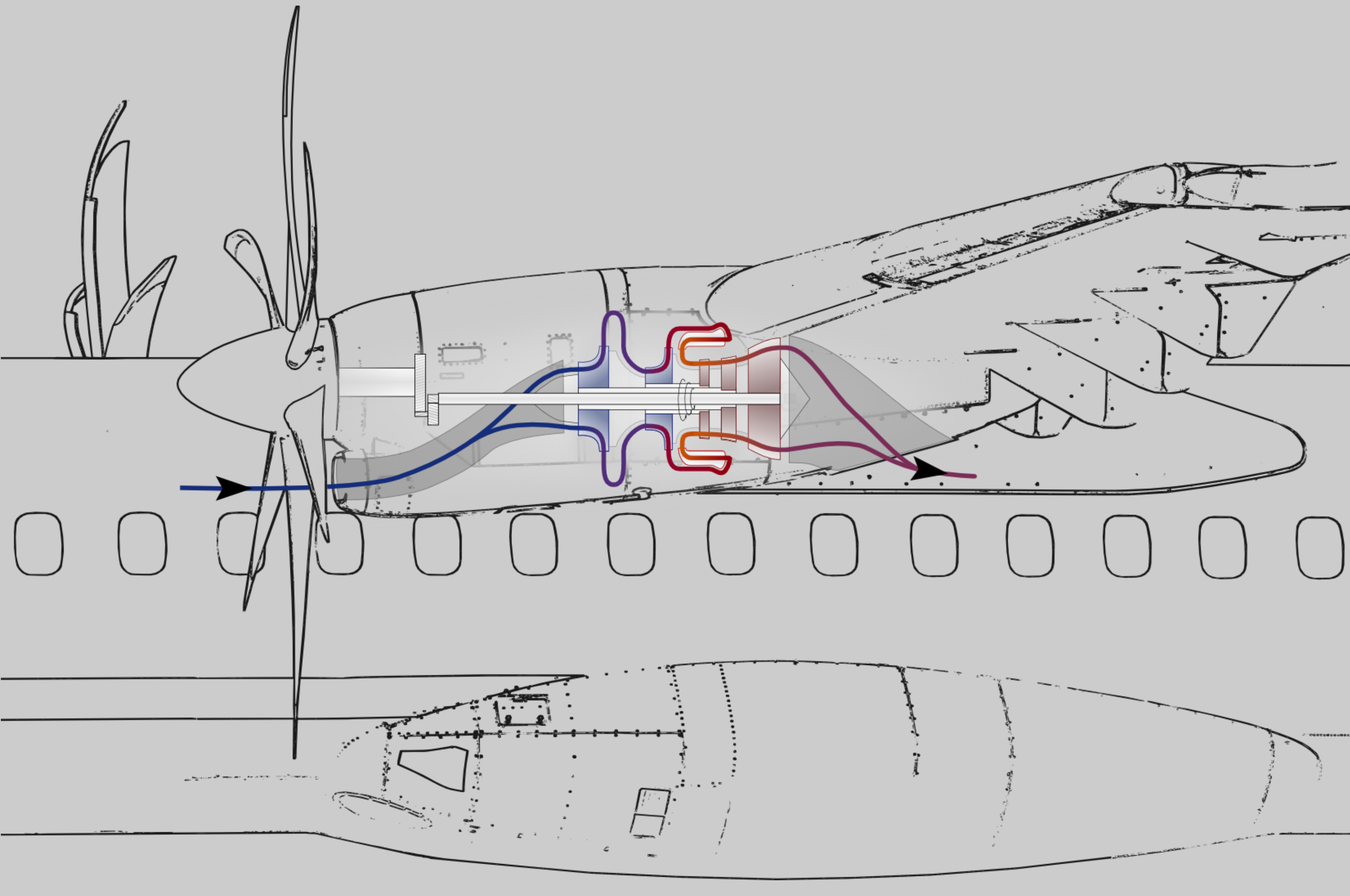
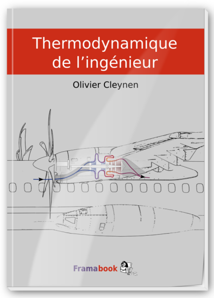
Thermodynamique de l'ingénieur

Olivier Cleynen



Framabook

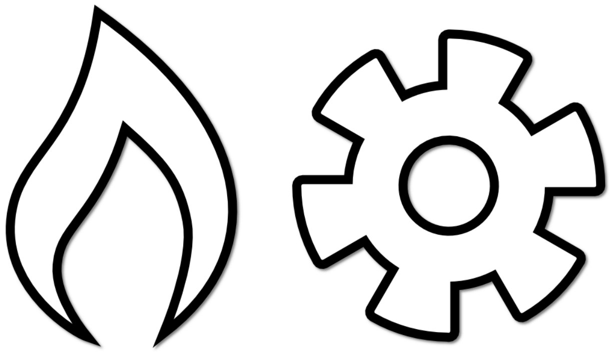
Vous consultez la vesrsion PDF en couleur de ce livre, qui est mise en ligne gratuitement (et que vous pouvez utiliser librement, comme expliqué en annexe A6 page 334). Ce document a été compilé le 30 août 2015.



Thermodynamique de l'ingénieur est également en vente pour 25 euros sous forme de livre papier :

http://framabook.org/thermodynamique

Thermodynamique de l'ingénieur



Olivier Cleynen

Framabook
Le pari du livre libre

Framasoft est un réseau d'éducation populaire, issu du monde éducatif, consacré principalement au logiciel libre. Il s'organise en trois axes sur un mode collaboratif : promotion, diffusion et développement de logiciels libres, enrichissement de la culture libre et offre de services libres en ligne.
Pour plus d'informations sur Framasoft, consultez http://framasoft.org/.

Se démarquant de l'édition classique, les Framabooks sont dits « livres libres » parce qu'ils sont placés sous une licence qui permet au lecteur de disposer des mêmes libertés qu'un utilisateur de logiciels libres. Les Framabooks s'inscrivent dans cette culture des biens communs qui favorise la création, le partage, la diffusion et l'appropriation collective de la connaissance.
Pour plus d'informations sur le projet Framabook, consultez http://framabook.org/.

Dépôt légal : Avril 2015
Prix : 25 euros
ISBN : 979-10-92674-08-8

Auteurs

Olivier Cleynen a construit et rédigé l'ouvrage, et réalisé la plupart des schémas. Ses plus vifs remerciements vont aux personnes suivantes pour leurs contributions :

- Philippe Depondt a écrit quatre sections historiques (§1.6, §3.6, §4.5, §8.6) ;
- Nicolas Horny a effectué une relecture critique des aspects techniques et scientifiques de l'ouvrage ;
- Christophe Masutti et Mireille Bernex ont particulièrement contribué à la finalisation de l'ouvrage ;
- De nombreuses personnes, en corrigeant des erreurs ou proposant des améliorations, ont réduit l'entropie de ce document, parmi lesquelles : *Antoine L., Hamassala David Dicko, Kévin R., Florianne B., Julien D., Anthony Jouny, Thomas N., Amazigh.L.H, Victor D., Daniel C.-N., Pierrick Degardin, Arthur A., Ulrick M., Solène J., Florian Paupert, Gatien Bovyn, Mehdi Z., Jean-Bernard Marcon, Luc Benoit, Thibault Mattera, Arnaud Gallant, Olivier Kim Hak, Gwen Messé.*
- De nombreuses autres personnes, en publiant leurs photos et figures sous licence libre, ont contribué à illustrer le livre, sans y être toutefois associées.

Toutes les erreurs restantes dans le présent document sont le fait d'Olivier Cleynen. Vous pouvez envoyer vos retours d'expérience, signalements, critiques et autres, toujours très vivement appréciés, à l'adresse olivier.cleynen@ariadacapo.net.

Table des matières

Organisation de l'ouvrage

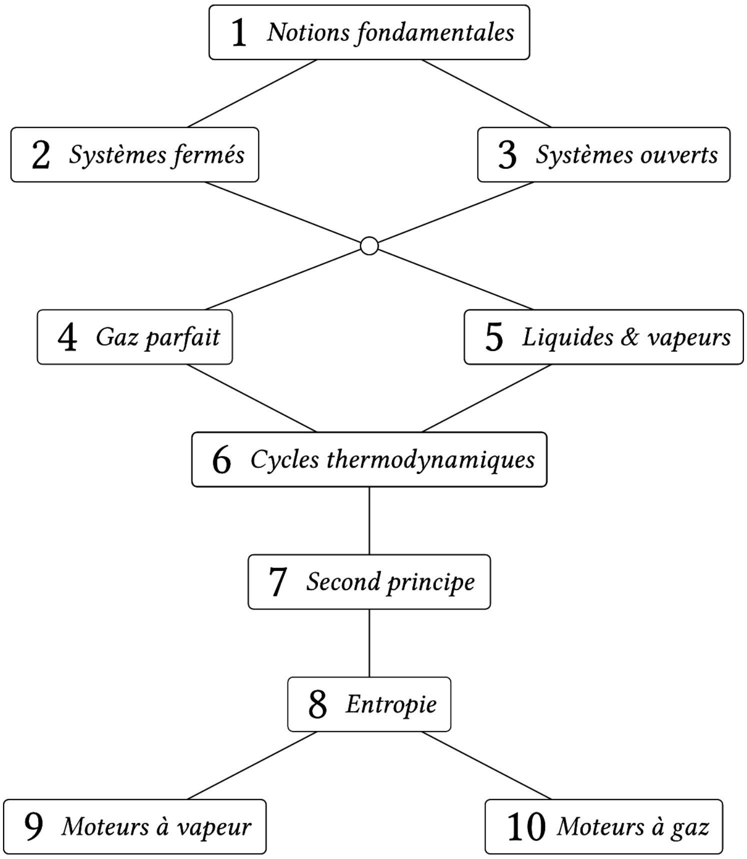
Ce livre a pour objectif de vous permettre de comprendre, décrire et quantifier le fonctionnement des machines thermodynamiques, c'est-à-dire les réfrigérateurs, les pompes à chaleur, et surtout les moteurs. Il est conçu pour être abordable en première année d'études supérieures et couvert en deux semestres environ. Il est destiné à de futur/es ingénieur/es curieux/ses de comprendre le pourquoi et le comment des machines qui les entourent et des équations qu'ils ou elles utilisent.

Il y a dix chapitres dans ce livre. Le chapitre 1 (*notions fondamentales*) recense les notions indispensables à notre étude, comme l'énergie, le travail, la chaleur et la température.

Le chapitre le plus important est le chapitre 6 (*cycles thermodynamiques*) : c'est là que nous apprenons à transformer de la chaleur en travail et réciproquement. Cependant, pour pouvoir appliquer les concepts de ce chapitre à des cas concrets — par exemple pour pouvoir prédire par le calcul l'efficacité d'un moteur — nous avons besoin de plusieurs outils, auxquels sont consacrés les chapitres qui précèdent. Il nous faut d'abord disposer d'une méthode robuste de comptabilité de l'énergie : dans le chapitre 2 (*les systèmes fermés*) nous comptabilisons les transferts dans une quantité fixe de fluide, et dans le chapitre 3 (*les systèmes ouverts*) nous comptabilisons ces transferts dans un fluide en flux continu. Il nous faut également savoir prédire la température et quantifier l'énergie dans les fluides utilisés en pratique, ce que nous faisons pour l'air dans le chapitre 4 (*le gaz parfait*) et pour l'eau dans le chapitre 5 (*liquides et vapeurs*). Ainsi, à la fin du chapitre 6, vous saurez quantifier la transformation de chaleur et de travail au sein de tous types de machines.

Une particularité des machines thermodynamiques est qu'elles sont toutes très inefficaces. L'exploration des causes de ces inefficacités et la quantification de leurs limites théoriques font l'objet du chapitre 7 (*le second principe*). Cette exploration culmine avec le chapitre 8 où nous apprenons à nous servir de l'*entropie*, un extraordinaire et puissant concept physique, pour décrire les transformations dans nos machines.

Avec ces notions, vous serez à même de comprendre et quantifier le fonctionnement de deux grands types de moteurs utilisés dans l'industrie : les centrales à vapeur, décrites dans le chapitre 9 (*cycles moteurs à vapeur*), et les moteurs à combustion interne, décrits dans le chapitre 10 (*cycles moteurs à gaz*).



À la fin de chaque chapitre, une série de problèmes concrets est présentée. Ces exercices sont là pour votre entraînement, mais aussi pour votre motivation : ils présentent le type de problème que nous cherchons à résoudre avec le chapitre. Afin de vous permettre de vous former seul/e, la solution de chaque exercice est brièvement décrite en dernière page. Je vous conseille de ne jamais y avoir recours avant d'avoir transpiré au moins une heure, car une fois que l'on a lu la méthode de résolution, il est impossible de faire comme si l'on ne la connaissait pas !

Vous trouverez aussi à la fin de chaque chapitre une courte section historique. Ces petits éléments de contexte nous ont semblé, à moi-même et Philippe Depondt, pouvoir contribuer à votre culture de scientifique et d'ingénieur/e.

Enfin, le livre que vous avez entre les mains est véritablement *à vous* : il est publié sous une licence libre dont les termes sont détaillés en annexe A6. Il me paraît en effet important que vous puissiez non seulement le partager librement et

gratuitement (en le photocopiant, en en faisant des copies numériques, etc.) mais aussi le remixant d'une façon ou d'une autre (en l'améliorant, le raccourcissant ou l'adaptant à d'autres formes par exemple) en fonction de vos besoins, vous appropriant ainsi véritablement son contenu.

Mon espoir est qu'après avoir utilisé ce livre, le son d'une turbomachine en fonctionnement ne puisse vous laisser ni perplexe ni insensible. Bon courage !

Olivier Cleynen
février 2015

Introduction

La thermodynamique est l'étude de la conversion de l'énergie entre deux formes, chaleur et travail. Pourtant, ses débuts remontent bien avant que ces trois concepts ne soient établis : pendant longtemps il ne s'agissait que de se pencher sur *la nature de la chaleur*. Autrement dit, que veut dire « chaud » exactement ? Peut-on le mesurer ?

Les premières réflexions sur la nature de la matière et celle du feu datent de la Grèce antique et donnent déjà naissance à la théorie atomique. Mais il ne s'agit alors que de constructions philosophiques, plus fondées sur une vision spirituelle organisée du monde que sur de réels travaux d'observation.

Il faudra attendre le XVIIe siècle pour que débutent de sérieux travaux de recherche sur ce sujet. C'est la température, dont on se fait plus facilement une idée que de la chaleur, qui est d'abord le centre d'intérêt. La conception du thermomètre soulève en effet de nombreux problèmes d'ingénierie et de physique : comment lier cette idée de « température » à un phénomène observable directement, de façon prévisible et reproductible ?

Pendant ces années et jusqu'en 1850, la thermodynamique reste à l'échelle macroscopique – il n'est pas encore question d'atome ou de molécule. Elle suscite beaucoup d'intérêt parce qu'elle aborde directement les phénomènes de frottement et de transfert de chaleur, qui ne se produisent jamais que dans un seul sens, et auxquels une vision mécanistique newtonienne de l'univers ne peut fournir d'explication.

Le grand essor des machines thermiques, au début du XIXe siècle, prend la science de court. Les premiers moteurs pompent l'eau hors des mines, mais la thermodynamique – qui ne porte alors même pas son nom – ne sait pas expliquer comment. Il faudra une trentaine d'années avant que la théorie ne rattrape la pratique et que l'on établisse une vision cohérente de la thermodynamique permettant, par exemple, de prévoir le rendement d'un moteur.

En 1865, le physicien allemand Rudolf Clausius clôture près d'un siècle de tâtonnements en explicitant les grandes bases de ce que l'on commence à appeler « thermodynamique » : c'est ce que nous connaissons aujourd'hui sous le nom des deux principes. Il généralise, ce faisant, ses observations sur un ballon de gaz à l'univers tout entier. De leur côté, l'écossais James Clerk Maxwell et l'autrichien Ludwig Boltzmann réconcilieront la thermodynamique avec la physique des particules en travaillant au niveau microscopique. Au fur et à mesure du XXe siècle, le concept d'incertitude se fait accepter et la thermodynamique devient affaire de probabilités et de quantification du désordre ; elle sert même à poser les bases de la théorie de l'information.

Entre temps, la révolution industrielle a eu lieu. Délaissant la pompe à eau, le moteur thermique est passé à la propulsion des locomotives, puis des navires, automobiles, génératrices de courant et aéronefs. Notre mode de vie, dans lequel la force physiologique humaine n'a plus la moindre importance, montre à quel point nous sommes devenus dépendants de la puissance et de la précision que ce moteur permet. En somme, il est la raison pour laquelle notre environnement diffère tant de celui de nos ancêtres, et de celui que connaîtront nos descendants. La thermodynamique permet de comprendre le fonctionnement déroutant de cet engin à la fois banal et effroyable.

Au cours de cette série de dix chapitres sur la *thermodynamique de l'ingénieur*, nous passerons du comportement élémentaire des fluides à la théorie des moteurs – l'objectif étant de fournir à l'étudiant/e une bonne compréhension du fonctionnement des machines à chaleur et une base solide pour pouvoir aborder la conception moteur et la mécanique des fluides.

CHAPITRE 1

Notions fondamentales

Le chapitre en bref

Le premier principe stipule que l'énergie est constante et indestructible : on la transforme *d'une forme à une autre. Le travail est un transfert associant une force à un déplacement. La chaleur est un transfert chaotique, associé à un potentiel, la température.*

❇

Nous posons ici les concepts indispensables dont nous nous servirons dans les chapitres à venir, en tentant de répondre à deux questions :

- Que représente l'énergie ?
- Quelles formes d'énergie manipule-t-on dans une machine ?

1.1 Notion d'énergie

1.1.1 L'énergie

Nous nous attaquons d'emblée à l'une des notions les plus difficiles de toute la physique : l'*énergie*.

Nous observons que dans tous les phénomènes, lors de toutes les transformations que nous pouvons observer dans l'univers, il existe une grandeur qui ne varie pas. Cette grandeur quantifie une propriété abstraite (énergie vient du grec ἐνέργεια, *energeia*, soit « activité », « opération ») qui peut prendre de multiples formes.

Nous avons appris à compter la quantité d'énergie présente dans n'importe quel volume arbitraire, et nous nous attachons à contrôler sa transformation d'une forme à une autre. Par exemple, l'énergie électrique stockée dans une batterie peut être transformée en travail dans un moteur électrique, ce qui peut servir à actionner un ascenseur, qui peut soulever une charge. Lors de toutes ces évolutions, la quantité totale d'énergie reste la même (figure 1.1), un fait qui nous permet par exemple de quantifier la taille minimale de batterie nécessaire pour soulever une charge donnée.

Ainsi, l'énergie est surtout un concept que nous utilisons pour lire les transformations que nous observons dans le monde : nous pourrions dire que c'est « ce qui ne change pas lorsque les choses se transforment ». Pour l'ingénieur, elle représente surtout la capacité d'un corps à en mettre un autre en mouvement, de façon unifiée (par exemple avec un déplacement) ou désordonnée (par exemple avec une excitation chaotique).

Nous mesurons l'énergie en joules (J).



Figure 1.1 – L'énergie chimique stockée dans le carburant qui a été consommé est exactement égale à l'énergie rejetée par le pot d'échappement, plus l'énergie dissipée par frottement, plus l'énergie cinétique de la voiture en route. Toute cette énergie est transformée en chaleur, *mais jamais détruite*, une fois la voiture arrêtée (quelqu'en soit le moyen !).

1.1.2 Le premier principe

Le *premier principe de la thermodynamique* affirme simplement :

L'énergie est indestructible.

On peut aussi écrire que « l'énergie de l'univers est constante », ou « l'énergie se conserve toujours » : elle ne peut être ni créée ni détruite. Autrement dit, lorsqu'un objet reçoit un joule d'énergie, il peut soit l'emmagasiner, soit le re-fournir à l'extérieur ; mais en aucun cas il ne peut le détruire.

Il n'y a que deux principes importants en thermodynamique ; le second (auquel nous consacrons les chapitres 7 et 8) porte lui aussi sur la nature de l'énergie. Leurs implications sont énormes et ils sont le fruit d'un travail intellectuel profond et laborieux, long de plusieurs siècles. Il n'existe pas de preuve ou de démonstration de leur véracité, mais toutes nos observations et expériences les corroborent, de sorte qu'ils sont aujourd'hui universellement acceptés.

« Il est important de réaliser que dans la physique d'aujourd'hui, nous n'avons aucune connaissance de ce *qu'est* l'énergie. Nous n'avons pas de représentation comme quoi l'énergie viendrait en petit paquets d'une certaine quantité. Cependant des formules permettent de calculer une quantité numérique, et lorsque nous les additionnons toutes, nous obtenons toujours le même nombre. C'est une chose abstraite en cela qu'elle ne nous donne pas le mécanisme ou les *raisons* des différentes formules. »

Richard Feynman, 1963
The Feynman Lectures on Physics
[30, 35]

Nous exprimerons quantitativement le premier principe de deux façons différentes, l'une pour un système fermé (au chapitre 2, équation 2/2) et l'autre pour un système ouvert (au chapitre 3, équation 3/15).

1.1.3 Formes d'énergie

Les différentes formes d'énergie que nous identifions usuellement ont été mises au jour une à une au cours de l'histoire de la physique.

L'*énergie cinétique* est possédée par un corps du fait de sa vitesse (*cf.* le paragraphe §1.2 plus bas). C'est la forme d'énergie la plus facile à identifier. Elle a longtemps été nommée *vis viva* (« force vive »).

L'*énergie potentielle* est stockée avec l'interaction entre deux objets liés par une force conservative [1]. À l'échelle macroscopique, la forme la plus palpable est l'énergie potentielle d'altitude, issue du travail fourni à une masse contre son poids (c'est ce travail qui rend plus fatigante la montée d'escaliers que leur descente, par exemple). En écrasant un ressort, on y stocke de l'énergie potentielle de compression, que l'on récupère en le détendant.

1. Une force est dite *conservative* lorsqu'elle reste la même dans un sens comme dans un autre. Par exemple, le poids est conservatif (il est le même que l'on monte ou que l'on descende) mais le frottement ne l'est pas (il s'oppose toujours au mouvement).

L'*énergie chimique* est une combinaison d'énergie potentielle et d'énergie cinétique *entre atomes*. Le métabolisme humain, ainsi que la combustion des hydrocarbures avec l'oxygène atmosphérique utilisée dans presque tous nos véhicules, sont tous deux fondés sur des transferts énergétiques chimiques.

Au cours du XXe siècle, on a découvert au niveau sub-atomique que la masse était aussi une forme d'énergie (ainsi le fameux $E = mc^2$ lie masse et énergie). L'énergie rayonnante (électromagnétique) est également identifiable au niveau sub-atomique. Ces formes d'énergie ne nous concernent pas dans cet ouvrage.

En thermodynamique, nous allons nous concentrer sur trois formes d'énergie, identifiables à l'échelle macroscopique :

L'énergie interne notée U, un concept que nous utilisons pour regrouper toute l'énergie cinétique et potentielle des molécules d'un corps. Elle représente la quantité totale d'énergie mécanique stockée à l'intérieur d'un objet ;

La chaleur notée Q, qui est un transfert représentant la transmission d'énergie cinétique de manière chaotique d'un corps vers un autre ;

Le travail noté W, qui est un transfert représentant la transmission d'énergie de manière cohérente d'un corps vers un autre.

D'une façon générale, l'ingénieur/e thermodynamicien/ne souhaite capter de la chaleur à des corps qu'il/elle veut refroidir, ou bien fournir du travail à des corps qu'il/elle veut déplacer. Nous allons donc étudier en détail ces transferts.

1.1.4 La puissance

La *puissance* représente un débit d'énergie dans le temps. Son unité SI est le joule par seconde, c'est-à-dire le watt (W) :

$$1\,\mathrm{W} \equiv 1\,\mathrm{J\,s^{-1}} \tag{1/1}$$

D'autres unités sont souvent utilisées, comme le cheval-vapeur [1] :

$$1\,\mathrm{ch_M} = 735{,}5\,\mathrm{W} \tag{1/2}$$

Nous noterons les puissances en apposant un point au-dessus du symbole de l'énergie ; ainsi on note $\dot{E}$ une puissance (par exemple mécanique) apportant une quantité d'énergie E chaque seconde.

Dans le langage courant, le terme *puissance* est utilisé pour quantifier *la puissance maximale utile* d'un système. Par exemple, une automobile dont on dit qu'elle

1. Un cheval-vapeur correspond approximativement à la puissance que peut fournir sous forme de travail un cheval puissant en plein effort. Nous devons la création de cette unité à… James Watt (§5.5). Attention, il existe plusieurs définitions incompatibles de l'unité *cheval*. L'équation 1/2 correspond à la norme DIN 66036 utilisée dans l'industrie automobile.

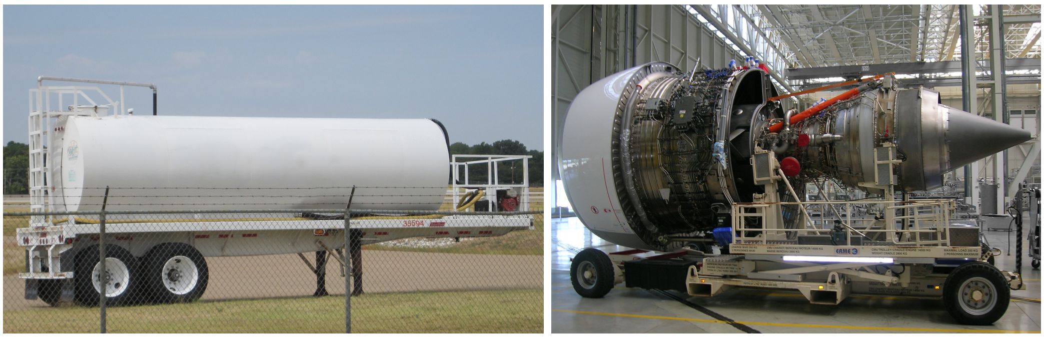


FIGURE 1.2 – Une remorque, de puissance nulle ($\dot{Q} = 0\,\mathrm{W}$) mais capable de restituer beaucoup d'énergie. La combustion de 20 t de kérosène dégage environ $Q = 800\,\mathrm{GJ}$ sous forme de chaleur ; Un turboréacteur à soufflante *Trent 900*, de très grande puissance (capable de fournir $\dot{W} = 14\,\mathrm{MW}$ à un avion de ligne) mais dépourvu d'énergie (0 J).

Photo turboréacteur dérivée d'une photo CC-0 *par l'utilisateur·rice Commons Dr Brains*
Photo remorque dérivée d'une photo CC-BY *par Thomas R Machnitzki*

est « de puissance 100 chevaux » a un moteur capable de lui fournir, pendant quelques instants, une puissance de $\dot{W}_{\text{méca.}} = 100\,\mathrm{ch}$ – mais pour cela, le moteur reçoit environ $\dot{Q}_{\text{combustion}} = 300\,\mathrm{ch}$ sous forme de chaleur. En outre, sur route, la puissance mécanique moyenne fournie par le moteur ne dépasse probablement pas 20 ch.

1.1.5 L'énergie et la puissance massiques

Dans de nombreuses applications en thermodynamique, il est intéressant de quantifier les transferts énergétiques indépendamment de la quantité de masse à l'intérieur de la machine.

Par exemple, si l'on souhaite comparer le *fonctionnement* du moteur d'une moto et de celui d'un camion, il sera judicieux de diviser chacun des transferts énergétiques (pendant la compression, la combustion, la détente) par la quantité d'air dans les cylindres, pour s'affranchir des effets d'échelle.

À cet effet, nous utilisons des grandeurs dites *spécifiques* (dites parfois *massiques*) ; et nous les notons en minuscules.

L'énergie spécifique (parfois appelée énergie massique), se mesure en joules par kilogramme ($\mathrm{J\,kg^{-1}}$) :

$$e \equiv \frac{E}{m} \tag{1/3}$$

où e est l'énergie spécifique ($\mathrm{J\,kg^{-1}}$),
E l'énergie (J),
et m la masse du système que l'on étudie (kg).

Exemple 1.1

Un injecteur d'essence dans un moteur de voiture doit fournir une quantité de chaleur spécifique $q_{\text{comb.}} = 300\,\text{kJ}\,\text{kg}^{-1}$ quelle que soit la quantité d'air dans le cylindre. Quelle sera l'énergie fournie lorsque $m_{\text{air}} = 0{,}5\,\text{kg}$ et lorsque $m_{\text{air}} = 1\,\text{kg}$?

Il faudra $Q_{\text{comb.1}} = m_1 q_{\text{comb.}} = 0{,}5 \times 300 \cdot 10^3 = 150 \cdot 10^3\,\text{J} = 150\,\text{kJ}$ dans le premier cas, et $Q_{\text{comb.2}} = m_2 q_{\text{comb.}} = 300\,\text{kJ}$ dans le second.

La puissance spécifique (parfois également appelée puissance massique), a les mêmes unités que l'énergie spécifique : on divise des watts (joules par seconde) par un débit de masse (kilos par seconde).

$$e \equiv \frac{\dot{E}}{\dot{m}} \tag{1/4}$$

où e est la puissance spécifique ($\text{J}\,\text{kg}^{-1}$),
$\dot{E}$ la puissance (W),
et $\dot{m}$ le débit de masse traversant le système ($\text{kg}\,\text{s}^{-1}$).

Exemple 1.2

Une chambre de combustion dans un turboréacteur doit fournir une quantité de chaleur spécifique $q_{\text{comb.}} = 300\,\text{kJ}\,\text{kg}^{-1}$ quel que soit le débit d'air traversant le moteur. Quelle sera la puissance fournie lorsque $\dot{m}_{\text{air}} = 0{,}5\,\text{kg}\,\text{s}^{-1}$ et lorsque $\dot{m}_{\text{air}} = 1\,\text{kg}\,\text{s}^{-1}$?

Il faudra une puissance $\dot{Q}_{\text{comb.1}} = \dot{m}_1 q_{\text{comb.}} = 0{,}5 \times 300 \cdot 10^3 = 150 \cdot 10^3\,\text{W} = 150\,\text{kW}$ dans le premier cas, et $\dot{Q}_{\text{comb.2}} = \dot{m}_2 q_{\text{comb.}} = 300\,\text{kW}$ dans le second.

☞ La puissance $\dot{Q}$ et le débit de masse $\dot{m}$ sont notés avec un point (débit dans le temps) mais pas la puissance spécifique q, qui est mesurée en $\text{J}\,\text{kg}^{-1}$ comme la chaleur spécifique.

☞ Les grandeurs spécifiques dans cet exemple et le précédent permettent de comparer le même processus physique (réchauffement d'air par combustion) dans deux machines très différentes.

Il faut noter qu'en pratique l'adjectif « spécifique » ou « massique » est souvent simplement omis, et que la notation en minuscule n'est pas systématiquement employée dans la littérature scientifique.

1.2 L'énergie mécanique

L'étudiant/e n'aura aucun mal à quantifier l'*énergie cinétique* :

$$E_c = \frac{1}{2}\, m\, C^2 \tag{1/5}$$

où E_c est l'énergie cinétique (J),
m la masse du corps (kg),
et C la vitesse ($\mathrm{m\,s^{-1}}$).

On définit bien sûr de façon correspondante l'*énergie cinétique spécifique* :

$$e_c \equiv \frac{E_c}{m} = \frac{1}{2}\, C^2 \tag{1/6}$$

En thermodynamique, nous nous intéressons surtout aux variations d'énergie des fluides dans les machines. L'énergie cinétique des gaz varie de façon négligeable dans les moteurs à pistons/cylindres ; mais elle joue le rôle principal au sein des turboréacteurs, comme nous le verrons au chapitre 10 (*cycles moteurs à gaz*).

L'expression de l'*énergie potentielle d'altitude* ne devrait pas non plus faire sourciller l'étudiant/e :

$$E_p = m\, g\, z \tag{1/7}$$

$$e_p \equiv \frac{E_p}{m} = g\, z \tag{1/8}$$

où g est l'accélération gravitationnelle (usuellement $9{,}81\ \mathrm{m\,s^{-2}}$),
et z l'altitude par rapport au point de référence (m).

Nous montrerons que dans les machines, la variation de l'énergie potentielle d'altitude de l'air est toujours négligeable ; et que c'est souvent aussi le cas pour l'eau.

Énergie cinétique et potentielle d'altitude sont souvent rassemblées en un seul terme, nommé *énergie mécanique* :

$$e_m \equiv e_c + e_p = \frac{1}{2}C^2 + g\, z \tag{1/9}$$

Exemple 1.3

Un/e cycliste descend une route de montagne en roue libre. À un point d'altitude 540 m, sa vitesse est de 10 km/h. Quelques instants plus tard, en passant un point d'altitude 490 m, sa vitesse est de 45 km/h. La masse du/de la cycliste et de son équipement est de 70 kg.

Quelle quantité d'énergie a-t-il/elle dissipé sous forme de frottements ?

L'énergie mécanique du/de la cycliste a varié de $\Delta E_m = E_{m2} - E_{m1} = m(e_{m2} - e_{m1}) = m(gz_2 - gz_1 + \frac{1}{2}C_2^2 - \frac{1}{2}C_1^2) = m\left[g(z_2 - z_1) + \frac{1}{2}(C_2^2 - C_1^2)\right] = 70\left[9{,}81(490 - 540) + \frac{1}{2}\left(\left(\frac{45 \cdot 10^3}{3\,600}\right)^2 - \left(\frac{10 \cdot 10^3}{3\,600}\right)^2\right)\right] = 70\,[-490{,}5 + 74{,}3] = -2{,}91 \cdot 10^4\,\text{J} = -29{,}1\,\text{kJ}$.

Le/la cycliste a donc perdu 29,1 kJ d'énergie mécanique. Cette quantité a été transmise à l'atmosphère, sous forme de turbulence et de chaleur, et aux roulements et pneus du vélo, sous forme de chaleur.

☞ Les variations d'énergie peuvent très bien être négatives. L'énergie cinétique est par contre toujours positive.

☞ Le passage du vélo dans l'air provoque des agitations observables à l'échelle macroscopique que nous nommons *turbulence*. Après un court laps de temps, cette énergie cinétique s'est dissipée à l'échelle microscopique, de sorte que l'on a réchauffé l'atmosphère.

1.3 Le travail

Le *travail* est un transfert d'énergie. Un objet fournit un travail (et perd ainsi de l'énergie) lorsqu'il exerce une force le long d'un déplacement. En mécanique, ce travail est quantifié à l'aide de vecteurs :

$$W \equiv \vec{F} \cdot \vec{l} \tag{1/10}$$

où W est le travail (J),
$\vec{F}$ le vecteur représentant la force (de norme F en N),
et $\vec{l}$ le vecteur représentant le déplacement effectué (de norme l en m).

En thermodynamique, nous allons utiliser cette équation 1/10 pour quantifier le travail effectué par des fluides. Pour cela nous allons la ré-écrire en ajoutant trois particularités :

- Nous mesurerons le déplacement *avec la longueur de l'objet qui fournit le travail* ;
- Nous ne nous intéresserons qu'aux cas où les vecteurs $\vec{F}$ et $\vec{l}$ sont colinéaires ;
- Nous tiendrons compte du fait que $\vec{F}$ peut varier en fonction de $\vec{l}$.

Avec ces trois contraintes l'équation 1/10 devient :

$$W_{\text{A}\to\text{B}} = \int_{\text{A}}^{\text{B}} \text{d}W = \int_{\text{A}}^{\text{B}} \vec{F} \cdot \text{d}\vec{l}$$

Comme $\text{d}\vec{l}$ est mesuré à partir de la longueur de l'objet qui travaille, $\text{d}l$ sera négatif lorsque W est positif (l'objet recevant alors du travail, en voyant sa longueur

diminuer). Enfin, $\vec{F}$ étant dans notre cas toujours colinéaire à $\vec{dl}$, nous pouvons écrire :

$$W_{A \to B} = - \int_A^B F \, dl \qquad (1/11)$$

où $W_{A \to B}$ est le travail effectué entre deux points A et B (J),
F est la force (N),
et dl est la variation infinitésimale de la longueur de l'objet considéré (m).

Sur un graphique représentant la force en fonction de la distance, ce travail $W_{A \to B}$ est représenté par la surface sous la courbe de A à B (figure 1.3). La géométrie de la courbe, c'est-à-dire la relation $F_{(l)}$ entre F et l au fur et à mesure de l'évolution, déterminera la quantité $W_{A \to B}$.

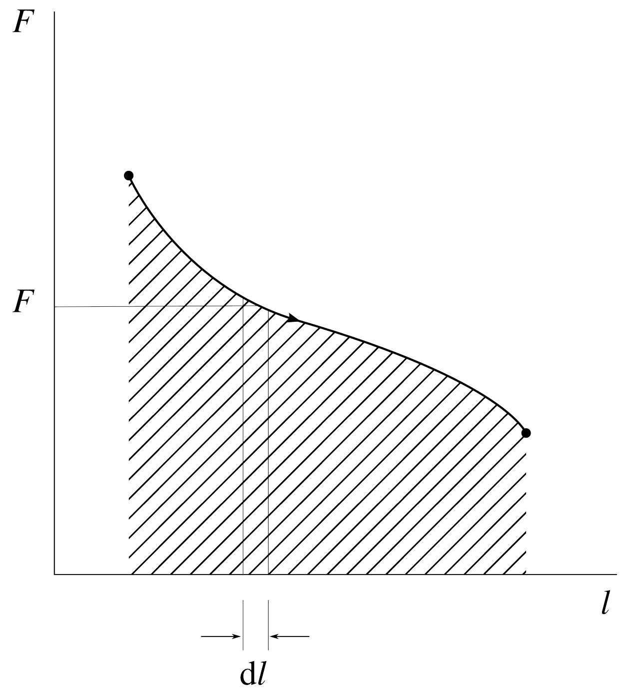


Figure 1.3 – Sur un diagramme force-distance, le travail fourni par un objet peut être visualisé avec l'aire sous la courbe. Dans le cas montré ici, l'objet voit sa longueur l augmenter, et le travail sera négatif (fourni par l'objet).

Diagramme CC-0 o.c.

Exemple 1.4

Un ressort est comprimé depuis une longueur de 30 cm jusqu'à une longueur de 5 cm. Le ressort est tel qu'il exerce une force (en newtons) indépendante de sa longueur et égale à :

$$F_{(l)} = 6 \cdot 10^3 \text{ N}$$

Quelle est l'énergie fournie au ressort sous forme de travail pendant la compression ?

Le transfert de travail s'obtient avec l'équation 1/11, en prenant soin de poser les bornes en unités SI : $W_{A \to B} = -\int_A^B F_{(l)}\, dl = -\int_A^B 6 \cdot 10^3\, dl = -6 \cdot 10^3 \int_A^B dl = -6 \cdot 10^3\, [l]_{l_A}^{l_B} = -6 \cdot 10^3 (0{,}05 - 0{,}3) = +1{,}5 \cdot 10^3\,\mathrm{J} = +1{,}5\,\mathrm{kJ}$.

☞ Le signe du travail transféré est positif : le ressort a *reçu* de l'énergie. Cela ne nous surprend pas : sa longueur a diminué, pendant qu'il se faisait comprimer.

☞ Les ressorts possédant une telle caractéristique (indépendante de leur longueur) sont souvent des ressorts en ruban, comme ceux alimentant les montres mécaniques.

Exemple 1.5

Un autre ressort est comprimé depuis une longueur de 30 cm jusqu'à une longueur de 5 cm. Il est tel qu'il exerce une force (en N) liée à sa longueur l (en m) par la relation :

$$F_{(l)} = 9 \cdot 10^3 - 14 \cdot 10^3\, l$$

Quelle est l'énergie fournie au ressort sous forme de travail pendant la compression ?

Le travail effectué s'obtient toujours avec l'équation 1/11, dont l'intégrale est à peine plus complexe : $W_{A \to B} = -\int_A^B (9 \cdot 10^3 - 14 \cdot 10^3 l)\, dl = -\left[9 \cdot 10^3\, l - \frac{1}{2} 14 \cdot 10^3\, l^2\right]_{l_A}^{l_B} = -10^3 \left[9l - 7l^2\right]_{0,3}^{0,05} = -10^3 (0{,}4325 - 2{,}07) = +1{,}6375 \cdot 10^3\,\mathrm{J} = +1{,}638\,\mathrm{kJ}$.

☞ Les ressorts possédant une telle caractéristique (force proportionnelle à la distance) sont souvent à spires régulières.

Exemple 1.6

Un dernier ressort est comprimé depuis une longueur de 30 cm jusqu'à une longueur de 5 cm. Il est tel qu'il exerce une force (en N) liée à sa longueur l (en m) par la relation :

$$F_{(l)} = 14 \cdot 10^3 - 12 \cdot 10^3\, l^{0,3}$$

Quelle est l'énergie fournie au ressort sous forme de travail pendant la compression ?

Le travail effectué s'obtient encore et toujours avec l'équation 1/11,
$W_{A\to B} = -\int_A^B (14 \cdot 10^3 - 12 \cdot 10^3\ l^{0,3})\, dl = -10^3 \left[14\, l - \frac{1}{0,3+1} 12\ l^{0,3+1}\right]_{0,3}^{0,05} = -10^3\ (0{,}5121 - 2{,}2703) = +1{,}7582 \cdot 10^3\,\text{J} = +1{,}758\,\text{kJ}$.

☞ Les ressorts possédant une telle caractéristique sont à spires progressives : très souples au départ, mais augmentant rapidement en dureté. Ils sont souvent utilisés dans les suspensions d'automobiles. Nous verrons au chapitre 2 (*les systèmes fermés*) que les gaz ont une caractéristique similaire.

1.4 La chaleur

1.4.1 La température

Nous définissons temporairement la *température* comme étant le potentiel d'un corps à fournir ou recevoir de la chaleur.

La température d'un corps est une grandeur qui indique son niveau d'excitation interne. Plus ses molécules possèdent d'énergie cinétique, avec des vitesses de direction différente, et plus sa température sera grande.

Lorsque les molécules constituant un corps sont parfaitement immobiles les unes par rapport aux autres, le corps n'a plus de vibration interne : cet état définit la température zéro. À l'inverse, l'échelle de température est ouverte vers l'infini. On ne définit pas de point de température maximale.

On ne peut pas mesurer simplement « l'énergie cinétique moyenne des molécules » d'un corps et il s'ensuit qu'il est très difficile de définir rigoureusement une échelle de température (par exemple, ce que représente une température « deux fois plus grande »). Nous reviendrons sur la notion même de température au chapitre 4 (*le gaz parfait*) et nous la définirons tout à fait au chapitre 7 (*le second principe*). Nous admettrons, dans cette attente, la définition donnée plus haut.

La température se mesure en kelvins (K), sur une échelle créée pour les besoins de la thermodynamique et fort peu modestement qualifiée d'*absolue*.

L'étudiant/e aura probablement l'habitude d'utiliser une échelle en degrés Celsius (°C). Elle précède l'échelle absolue en kelvins, mais a été habilement redéfinie et synchronisée avec cette dernière en 1848 [1]. Il suffit de soustraire 273,15 unités à une température absolue (en kelvins) pour lire une température en degrés Celsius :

$$T(°\text{C}) \equiv T(\text{K}) - 273,15 \qquad (1/12)$$

Les puristes remarqueront que l'unité est nommée kelvin et non « degré Kelvin ». Quelques températures indicatives sont recensées dans le tableau 1.1.

1. Nous aurons l'occasion d'étudier cette astucieuse manipulation au chapitre 7 (*le second principe*) (§7.4 p.197).

kelvins	degrés Celsius	
0	−273,15	Zéro absolu (par définition)
10^{-10}	−273,1499999999	Température la plus basse jamais atteinte (quelques particules seulement)
4,22	−268,93	Ébullition de l'hélium à pression atmosphérique
44	−229	Température moyenne de la surface de Pluton*
184	−89,4	Température atmosphérique minimale enregistrée sur Terre*
273,15	0	Fonte de l'eau à pression atmosphérique
327	54	Température atmosphérique maximale enregistrée sur Terre*
373,15	100	Ébullition de l'eau à pression atmosphérique
400	127	Température du nez d'un Concorde en croisière*
483	200	Four domestique ordinaire*
485	210	Auto-inflammation du carburant diesel*
753	480	Bords d'attaque d'un SR-71 en croisière*
1 100	830	Feu de bois*
1 900	1 600	Bouclier d'une navette spatiale en rentrée atmosphérique*
2 500		Filament d'une lampe à incandescence
5 000		Fonte du diamant (à 12 GPa)
5 800		Surface du soleil
$16 \cdot 10^{6}$		Centre du soleil
$3 \cdot 10^{9}$		Au sein de la déflagration d'une arme nucléaire
$3 \cdot 10^{9}$		Cœur d'une grosse étoile à son dernier jour
$1 \cdot 10^{12}$		Particules en collision au sein du RHIC
$1{,}417 \cdot 10^{32}$		L'univers $5{,}391 \cdot 10^{-44}$ s après le Big Bang

Tableau 1.1 – Quelques exemples de températures. Les valeurs les moins précises, dénotées par un astérisque, sont converties approximativement.

1.4.2 La chaleur

Lorsque l'on met deux corps de températures différentes en contact, leurs températures ont tendance à s'égaliser au cours d'un transfert spontané d'énergie. Nous appelons cette forme d'énergie *chaleur*.

La chaleur, notée Q, est **une forme d'énergie** (mesurée en joules). À l'échelle macroscopique, c'est un transfert d'énergie sous forme chaotique. On peut le provoquer de plusieurs façons, dont les plus pertinentes pour l'ingénieur/e sont :

> « Ces résultats sont inexplicables si nous considérons que la chaleur est une substance. »
>
> James Joule, 1845
> *On the Changes of Temperature Produced by the Rarefaction and Condensation of Air* [8]

> « Ces circonstances [...] nécessitent une comparaison entre travail et chaleur, qu'il nous faut effectuer en partant de l'hypothèse divergente que la production de travail est due non seulement à un changement dans la *distribution* de la chaleur, mais aussi à une *consommation* de celle-ci ; et inversément, que par la consommation de travail la chaleur puisse être *produite*. »
>
> Rudolf Clausius, 1850 [10, 11, 20]

— la perte d'énergie interne d'un corps, par mise en contact avec un corps de température plus basse ;

— le frottement ;

— la disparition de masse au sein d'une réaction nucléaire ;

— la transformation d'énergie potentielle entre atomes, par réaction chimique (en particulier la combustion d'hydrocarbures avec l'oxygène atmosphérique).

De même que l'on note Q la chaleur (J), on note q la *chaleur spécifique* (J kg^{-1}).

La notion de chaleur est très difficile à appréhender. On l'a longtemps crue être un fluide (le *calorique*) de densité très faible, capable d'imprégner tous les matériaux. Cette théorie a été abandonnée au milieu du XIXe siècle, lorsque l'on a mis en évidence que *la chaleur n'est pas conservée*, c'est-à-dire qu'elle a une capacité à disparaître ou apparaître. Par exemple, un moteur en marche reçoit de la chaleur (par combustion) mais il en rejette moins qu'il n'en a reçu. Il en transforme une partie en travail, que l'on utilise par exemple pour propulser un véhicule.
À l'échelle microscopique (lorsque l'on considère le mouvement individuel des particules) les concepts de température et de chaleur sont plus difficiles encore à définir ; mais cela dépasse le domaine d'étude de cet ouvrage [1].

1.4.3 La capacité thermique

Lorsque l'on fournit la même quantité de chaleur à deux corps différents, leur température peut augmenter de différente façon – par exemple, il faut moins de chaleur pour augmenter de 1 °C la température d'un kilogramme d'acier que d'un kilogramme d'aluminium. Cette propension de la température à augmenter est nommée *capacité thermique* (ou *capacité calorifique*).

On définit la capacité thermique massique d'un corps comme la quantité de chaleur nécessaire pour augmenter d'un kelvin la température d'un kilogramme de ce corps :

$$c \equiv \frac{\mathrm{d}q}{\mathrm{d}T} = \frac{1}{m}\frac{\mathrm{d}Q}{\mathrm{d}T} \tag{1/13}$$

où c est la *capacité thermique massique* du corps considéré ($\mathrm{J\,kg^{-1}\,K^{-1}}$),
$\mathrm{d}q$ est une quantité spécifique infinitésimale de chaleur ($\mathrm{J\,kg^{-1}}$),
et $\mathrm{d}T$ est une variation infinitésimale de température (K ou °C).

La capacité calorifique massique des solides est en général invariante. Par contre pour les fluides, que nous utilisons beaucoup dans les machines, ce n'est pas si simple :

- En faisant travailler un gaz (c'est-à-dire en le laissant pousser sur une paroi mobile), on augmente nettement sa capacité calorifique massique. Nous quantifierons ces propriétés au chapitre 4 (*le gaz parfait*);
- La capacité calorifique massique des liquides et vapeurs devient infinie (!) pendant l'ébullition, qui a lieu sur une plage particulière de propriétés. Hors de cette plage, la capacité redevient finie mais elle varie avec la température. Nous décrirons ces comportements au chapitre 5 (*liquides et vapeurs*).

1. Pour mieux définir les frontières entre les échelles macroscopique et microscopique dans la thermodynamique de l'ingénieur, les étudiants les plus rigoureux pourront par exemple consulter l'ouvrage d'Alexandre Watzky [47]. Richard Feynman [30, 35] explore à plusieurs reprises ces changements d'échelle et leurs implications.

Exemple 1.7

La capacité calorifique massique de l'acier solide est constante (indépendante de la température) et a pour valeur $c_{\text{acier}} = 475\,\text{J}\,\text{kg}^{-1}\,\text{K}^{-1}$.

Combien faut-il de chaleur pour faire passer un bloc de 50 kg d'acier depuis une température $T_{\text{A}} = 5\,°\text{C}$ jusqu'à une température $T_{\text{B}} = 18\,°\text{C}$?

Nous utilisons la définition 1/13 pour écrire, dans le cas général :

$$c_{\text{acier}} = \frac{1}{m_{\text{acier}}} \frac{\text{d}Q}{\text{d}T}$$
$$\text{d}Q = c_{\text{acier}}\; m_{\text{acier}}\; \text{d}T$$
$$Q_{\text{A}\to\text{B}} = \int_{\text{A}}^{\text{B}} m_{\text{acier}}\; c_{\text{acier}}\; \text{d}T$$

Comme la capacité c_{acier} est indépendante de T cette intégrale devient simplement : $Q_{\text{A}\to\text{B}} = m_{\text{acier}}\; c_{\text{acier}} \int_{\text{A}}^{\text{B}} \text{d}T = m_{\text{acier}}\; c_{\text{acier}}(T_{\text{B}} - T_{\text{A}}) = 50 \times 475 \times (18 - 5) = +3{,}0875 \cdot 10^5\,\text{J} = +308{,}8\,\text{kJ}$.

☞ Pendant l'intégration, $\int_{\text{A}}^{\text{B}} \text{d}T$ devient ΔT (une différence de température), tandis que $\int_{\text{A}}^{\text{B}} \text{d}Q$ devient seulement $Q_{\text{A}\to\text{B}}$ (un transfert entre deux états). La chaleur n'est pas « augmentée », elle est transmise. Dans cet ouvrage, lorsque nous quantifions les transferts d'énergie, nous convenons d'en rendre le signe explicite.

☞ Une conversion des deux températures en kelvins n'aurait pas changé la valeur du ΔT. Le résultat serait bien sûr identique.

☞ Avec une résistance électrique de la puissance d'un radiateur domestique ordinaire (2 kW), il faudrait $\Delta t = \frac{Q_{\text{A}\to\text{B}}}{\dot{Q}} = \frac{308{,}8 \cdot 10^3}{2 \cdot 10^3} = 154\,\text{s}$ pour réchauffer l'acier, soit un peu plus de deux minutes. Nous verrons au chapitre 4 (*le gaz parfait*) que l'air à pression constante a une capacité calorifique massique trois fois plus grande que celle de l'acier.

1.5 Le chaud et le froid

Nous terminons ce chapitre en re-visitant quelques termes de langage courant tels que nous les comprenons en thermodynamique :

Le chaud — Pour nous, « chaud » n'est pas une propriété des corps : plutôt que « cet objet est chaud » nous dirons qu'il est à haute température. Plutôt que « cet objet s'échauffe/se refroidit » nous dirons que sa température augmente ou diminue.
Dans le langage courant, les expressions comme « il fait chaud » ou « les grandes chaleurs » font également allusion à la température.

Chauffer — Pour nous, « chauffer » c'est fournir de la chaleur. On peut « chauffer » un corps pendant que sa température chute. On peut également faire augmenter la température d'un corps sans lui apporter de chaleur (figure 1.4).

Le froid — Pour nous, la sensation de « froid » dénote une faible température. Nous ne considérerons pas « le froid » comme étant quelque chose que l'on peut fabriquer ni mesurer. Nous dirons plutôt que nous prélevons de la chaleur d'un corps (par exemple, un réfrigérateur prend de la chaleur à un aliment tiède).

Le feu — Le feu est le nom donné au dégagement de lumière (rayonnement électromagnétique) par un gaz à haute température. En thermodynamique, le « feu » n'a aucune propriété particulière. Il s'agit pour nous de la même chaleur qu'elle soit dégagée par combustion de bois, de kérosène, par frottement dans un frein, ou par une réaction nucléaire. Seule compte au final la température à laquelle elle est transmise !

Le thermomètre — Nous laissons à l'étudiant/e le loisir d'explorer le fonctionnement des *thermomètres* : comment peut-on *savoir* dans l'absolu qu'une température est haute ou basse ?
Nous nous contentons de remarquer que nous sommes nous-mêmes de très mauvais thermomètres : comme le corps humain s'efforce de se maintenir à température constante, nos sensations de « chaud » ou de « froid » sont intrinsèquement liées aux transferts de chaleur.

Même si ce vocabulaire nous place probablement au rang des scientifiques insociables relégués en bout de table, il nous équipe mieux pour affronter la suite, car au chapitre prochain, nous attaquons les *systèmes fermés.*

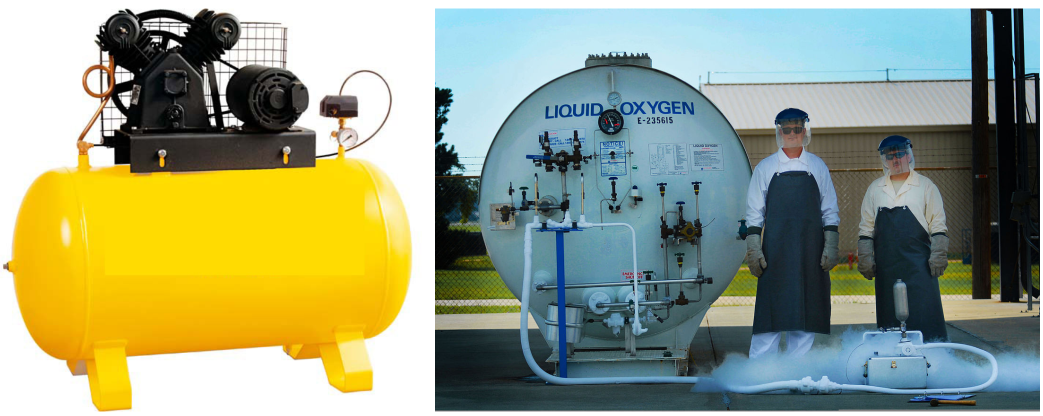


FIGURE 1.4 – À gauche : lorsqu'il est comprimé dans un compresseur, l'air perd de la chaleur au travers des parois et des aubes des cylindres ; et pourtant sa température augmente.
À droite : à l'inverse, lorsqu'il est détendu dans une soupape, l'oxygène liquide reçoit de la chaleur de l'atmosphère (comme le mettent en évidence la condensation et le gel de l'eau atmosphérique sur les tuyaux) ; et pourtant sa température chute.

Photo compresseur CC-BY-SA *Fábio Teixeira*
Photo oxygène liquide domaine public Jensen Stidham / USAF

1.6 Un peu d'histoire : mesurer le degré de chaleur

Par Philippe Depondt
Université Pierre et Marie Curie, Paris

Pour Aristote, au IVe siècle avant J.C. en Grèce, le feu était l'un des quatre constituants de la matière avec l'eau, l'air et la terre. L'idée de mesurer quelque chose, le feu ou autre, c'est-à-dire de donner une valeur numérique à une grandeur, lui était parfaitement étrangère car sa physique était essentiellement non-mathématique [31] : ses théories étaient basées sur des observations *qualitatives*. La synthèse des idées d'Aristote avec le christianisme a été faite au XIIe siècle par Thomas d'Aquin et ces idées ont été très largement dominantes dans le monde savant en Europe jusqu'au début du XVIIe siècle (Galilée devra par exemple se prononcer en grande partie *contre* ces idées).

Jusqu'au XVIIe siècle, les descriptions du monde sont donc malheureusement pour l'essentiel restées qualitatives. L'exception présentée par les astronomes est parlante : pour établir son modèle héliocentrique dans les premières années du XVIe siècle, Copernic peut s'appuyer sur des mesures remontant à l'Antiquité, puis sur celles d'astronomes arabes du Moyen-Âge. De même, ce sont les mesures remarquablement rigoureuses et précises (moins d'une minute d'angle) effectuées dans le « laboratoire » moderne de Tycho Brahé qui ont permis la découverte par Johannes Kepler de ses trois lois qui constituèrent un des fondements de la dynamique de Newton.

Dans le cas de la thermodynamique, le philosophe anglais Francis Bacon, en posant les bases de la méthode de raisonnement inductive au début du XVIIe siècle, prend justement la chaleur comme exemple pour illustrer son propos. Pour en étudier la nature, il propose ainsi, dans le *Novum Organum*, de recenser toutes les observations de phénomènes dans lesquelles la chaleur apparaît, de phénomènes où elle n'apparaît pas et enfin de ceux où elle apparaît « *par degré* ». Cette méthode reste encore qualitative mais, à peu près au même moment, on assiste à une explosion des tentatives de mesure réellement quantitatives de ce « degré de chaleur ».

Il semble que le premier thermomètre ait vu le jour vers 1605 entre les mains d'un Hollandais nommé Cornelius Drebbel [39] : basé sur des idées remontant à Héron d'Alexandrie (Ier siècle après J.C.), il était constitué d'une sphère creuse en verre prolongée d'un tube orienté vers le bas et plongé dans un liquide coloré. Si la sphère était chauffée, le liquide était chassé vers le bas par dilatation de l'air, et au contraire, si elle était refroidie le liquide montait dans le tube : c'était donc un thermomètre à air (figure 1.5). Ce thermomètre servit un peu plus tard à suivre la fièvre chez des malades (figure 1.6), mais il avait l'inconvénient d'être aussi sensible aux variations de pression atmosphérique qu'à la température.

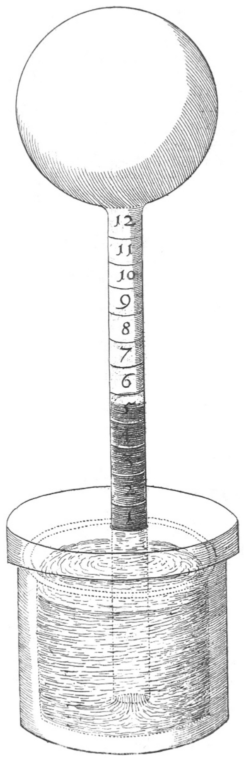


Figure 1.5 – Thermomètre à air du début du XVIIe siècle. La boule est emplie de gaz dont le volume varie avec sa température, repoussant l'eau du réservoir en dessous dont la surface est à pression atmosphérique. Le liquide peut être coloré, et ses variations de hauteur sont mesurées au moyen d'une graduation. La pression atmosphérique variant avec les conditions météorologiques, elle affecte les mesures : c'est, en quelque sorte, un baro-thermomètre.

Gravure par Robert Fludd (1626, domaine public), sélectionnée par Lamouline 2005 [45]

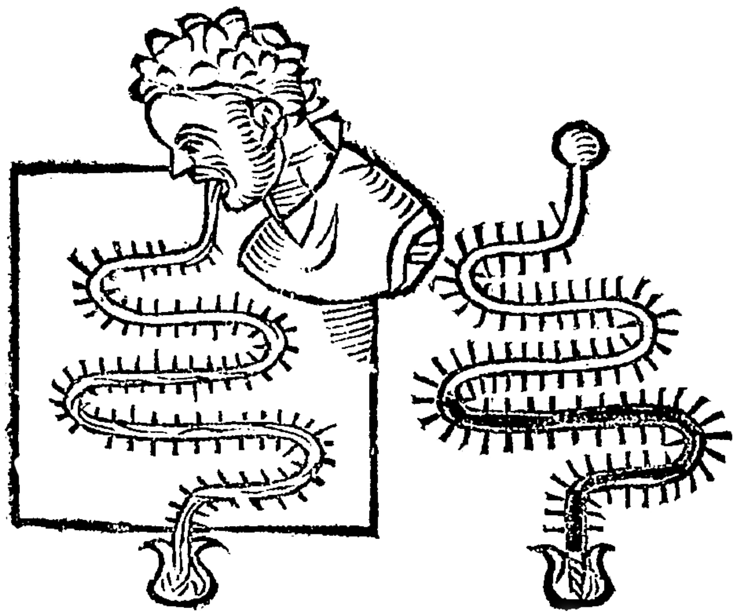


Figure 1.6 – Thermomètre médical du début du XVIIe siècle. La boule de gaz était mise en bouche par le patient. On se doute que la sensibilité du thermomètre à la pression atmosphérique n'était pas le plus gros obstacle à son adoption…

Dessin par Santori & Avicenne (Commentaria in primam Fen primi libri Canonis Avicennae, 1625, domaine public), sélectionné par Lamouline 2005 [45]

Vers le milieu du siècle, les thermomètres à liquide s'avérèrent beaucoup plus fiables et aussi plus faciles d'emploi. La sphère de verre se trouvait désormais placée en bas du dispositif et était remplie d'un liquide coloré qui montait dans un tube gradué ; ce tube était d'abord ouvert, puis il apparut qu'en le fermant, on évitait l'évaporation du liquide (figure 1.7). Ces perfectionnements avaient été fortement soutenus par le grand-duc italien Ferdinand II de Médicis et ces dispositifs furent ainsi appelés « thermomètres de Florence ».

Restait le problème des graduations. Le nombre de graduations était assez variable, les artisans se bornant à tenter de reproduire ce qu'ils avaient eux-mêmes déjà fait : dans le meilleur des cas des thermomètres construits par la même personne indiquaient à peu près le même résultat. Faute d'échelle universellement acceptée, il était impossible de réaliser des mesures en divers lieux avec des appareils différents pour les comparer.
Dans les premières années du XVIII[e] siècle, le français Guillaume Amontons construit un thermomètre à air basé sur la mesure d'une différence de pression et non de volume. Ayant observé que si l'on continuait à chauffer de l'eau bouillante, son degré de chaleur n'augmentait pas, il utilise cette référence comme point fixe. Il fallait évidemment corriger les mesures par une mesure simultanée de la pression atmosphérique. Ce système permet à Amontons de faire une découverte majeure : si la pression du gaz augmente quand le degré de chaleur augmente, à l'inverse, elle

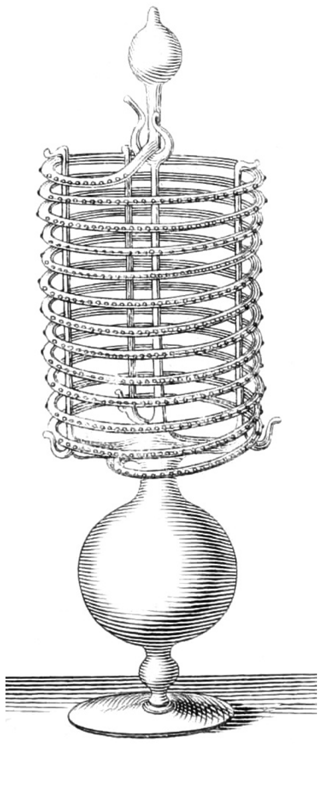


FIGURE 1.7 – Thermomètre de Florence du milieu du XVII[e] siècle. Cette fois, c'est le liquide, contenu dans la boule inférieure, qui se contracte et se détend avec la température. Ses variations de volume sont telles qu'un long tube de verre soufflé en spirale est nécessaire pour les mesurer.

Gravure par l'Accademia del cimento (Staggi di naturali esperientze, 1667, domaine public), sélectionnée par Lamouline 2005 [45]

diminue quand le degré de chaleur diminue. Au minimum, cette pression doit devenir nulle, ainsi que le degré de chaleur. Ce minimum ainsi extrapolé correspond, en unités modernes, à −239,5 °C… Une première mesure du zéro absolu !

Tous ces thermomètres restent toutefois d'un emploi délicat qui limite considérablement leur diffusion. René-Antoine Ferchault de Réaumur, vers le milieu du XVIIIe siècle, met au point un thermomètre à mélange eau-alcool dans lequel le degré d'alcool est précisément fixé afin d'assurer la reproductibilité de l'instrument. Il le gradue en choisissant deux références (la glace fondante et l'eau bouillante) et divise cet intervalle en 80 degrés. Cette échelle est appelée « échelle de Réaumur ». En 1724, à Dantzig, l'allemand Daniel Gabriel Fahrenheit décrit un thermomètre qui utilise la dilatation du mercure et introduit une échelle pour laquelle la glace fondante est à 32° et la température du sang à 96° ; un mélange de glace, d'eau et de sel d'ammoniac lui donne le zéro de son échelle (voir aussi la section §7.4.3 p.198). En 1741, le suédois Anders Celsius reprend l'échelle de Réaumur mais la divise en 100 intervalles au lieu de 80. Cette convention est assez largement diffusée en France et en 1794, au moment de l'adoption du système métrique par la Convention, c'est l'échelle de Celsius qui est adoptée comme échelle officielle.

Le passage de la sensation subjective de chaud et de froid à la mesure objective de la température avec des instruments fiables et une échelle universelle, entraîna un grand nombre de constatations qui n'allaient jusqu'alors pas de soi : la température d'une cave n'est pas plus élevée en hiver qu'en été, le fer n'est pas « plus froid » que le bois, etc., et, somme toute, tout cela est assez récent !

1.7 Exercices

E 1.1 Vélo en roue libre

Un/e cycliste s'élance dans une descente en roue libre. Avec son équipement et son vélo, sa masse est de 75 kg. Alors qu'il/elle passe un point d'altitude 1 200 m sa vitesse est de 50 km/h. Exactement 7 min plus tard, il/elle passe un point d'altitude 950 m à vitesse de 62 km/h.

1. Quelle quantité d'énergie a-t-il/elle dissipée sous forme de frottements entre ces deux points ?

Plus loin dans la descente, toujours en roue libre, le/la cycliste voit sa vitesse se stabiliser à 45 $\mathrm{km\,h^{-1}}$ dans une pente à 4 %.

2. Avec quelle puissance dissipe-t-il/elle de l'énergie sous forme de frottements ?

E 1.2 Refroidissement et puissance de centrale à vapeur

Le circuit suivi par l'eau dans les centrales à vapeur peut être représenté de façon simplifiée de la façon suivante (figure 1.8) :

De A à B l'eau liquide est comprimée dans la pompe. Elle y reçoit un travail spécifique $w_{A \to B} = +50\,\mathrm{kJ\,kg^{-1}}$, sans transfert de chaleur.

De B à C l'eau est chauffée dans la chaudière d'où elle ressort sous forme de vapeur. Elle y reçoit une chaleur spéficique $q_{B \to C} = +450\,\mathrm{kJ\,kg^{-1}}$, sans recevoir de travail.

De C à D l'eau se détend dans la turbine, où elle dégage un travail spécifique $w_{C \to D} = -194\,\mathrm{kJ\,kg^{-1}}$, sans recevoir ou perdre de chaleur.

De D à A l'eau est refroidie dans un condenseur, sans transfert de travail, où elle retrouve son état et ses propriétés originaux, avant de retourner à la pompe pour être à nouveau comprimée.

Le débit d'eau circulant dans l'installation est de 15 $\mathrm{kg\,s^{-1}}$.

1. Quelle est la puissance spécifique rejetée sous forme de chaleur dans le condenseur ?
2. Quelle est la puissance (en watts) rejetée par le condenseur ?
3. Quelle est la puissance (en watts) dégagée par la turbine sous forme de travail ?
4. Quelle est l'efficacité η_{centrale} de la centrale, c'est à dire le rapport entre sa puissance nette et sa consommation brute ?

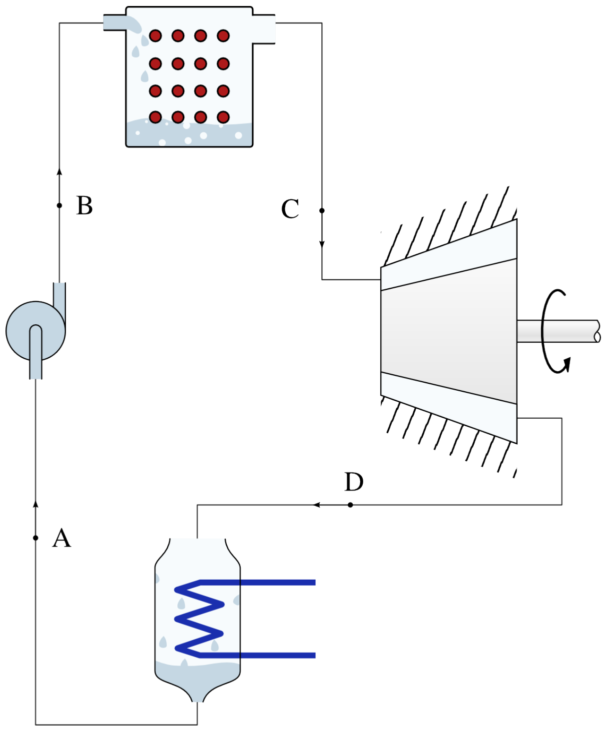


FIGURE 1.8 – Schéma simplifié du circuit suivi par l'eau à l'intérieur d'une centrale à vapeur. L'eau y suit un cycle complet en passant par quatre transformations. Ce circuit, nommé cycle de Rankine, est étudié de façon plus approfondie au chapitre 9 (*cycles moteurs à vapeur*) (section 9.4.2 p.263).

E 1.3 Compression de ressorts

Dans le laboratoire d'une entreprise fabriquant des systèmes de suspension automobile, un/e ingénieur/e compare les caractéristiques de trois ressorts de géométrie différente. Pour cela il/elle mesure la force F (en N) exercée par chaque ressort en fonction de sa longueur l (en m), et modélise ces comportements ainsi :

— $F_{A\,(l)} = 8 \cdot 10^3 - 2 \cdot 10^3\, l$
— $F_{B\,(l)} = 8 \cdot 10^3 - 3 \cdot 10^3\, l^{1{,}6}$
— $F_{C\,(l)} = 0{,}1 \cdot 10^3\, l^{-3}$

Quelle est la quantité de travail qu'il faut fournir à chacun de ces ressorts pour les comprimer depuis une longueur de 40 cm jusqu'à une longueur de 12 cm ?

Nous verrons au chapitre 2 (*les systèmes fermés*) que lorsque les fluides sont comprimés et détendus lentement, ils se comportent de façon similaire au ressort C, de géométrie conique comme ceux représentés en figure 1.9.

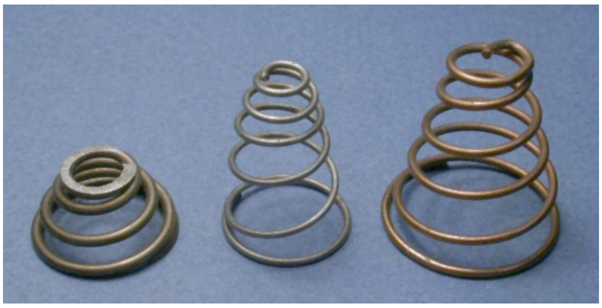


FIGURE 1.9 – Ressorts coniques, dont la dureté augmente exponentiellement lorsqu'on les comprime.

E 1.4 Moteur à ressorts

Nous modélisons le fonctionnement d'un moteur à essence en remplaçant l'air dans un cylindre par un ressort. Nous voulons quantifier l'énergie emmagasinée puis perdue par un ressort puissant pendant un aller-retour (comme l'air pendant les phases de compression et de détente d'un cycle moteur).

L'expérience se déroule de façon cyclique avec les quatre étapes suivantes (figure 1.10) :

De 1 à 2 : L'expérimentateur comprime un ressort depuis une longueur de 25 cm vers une longueur de 8 cm. Le ressort exerce une force liée à sa longueur (en mètres) par la relation :

$$F = 25{,}4 \cdot 10^3 - 40 \cdot 10^3\ l \qquad (1/14)$$

où F est la force (N) ;

et l est la longueur du ressort (m).

De 2 à 3 : Lorsque la longueur du ressort arrive à 8 cm, l'expérimentateur bloque le déplacement du piston. Un bloc solide est alors inséré entre la paroi du piston et le ressort.
La force sur le piston (qui n'a pas bougé) augmente jusqu'à atteindre 32 kN.

De 3 à 4 : Une fois que le bloc a été inséré, l'expérimentateur effectue le chemin du retour avec le piston, jusqu'à ce que la longueur finale atteigne à nouveau 25 cm.

De 4 à 1 : On retire le bloc sans déplacer le piston, et la force sur le piston revient à la valeur qu'elle avait au début de l'expérience.

Nous souhaitons quantifier l'énergie emmagasinée puis perdue par l'ensemble {ressort+bloc} pendant un aller-retour.

1. Représentez l'évolution sur un diagramme montrant la force en fonction de la longueur à l'intérieur, de façon qualitative (c'est-à-dire sans représenter les valeurs numériques).

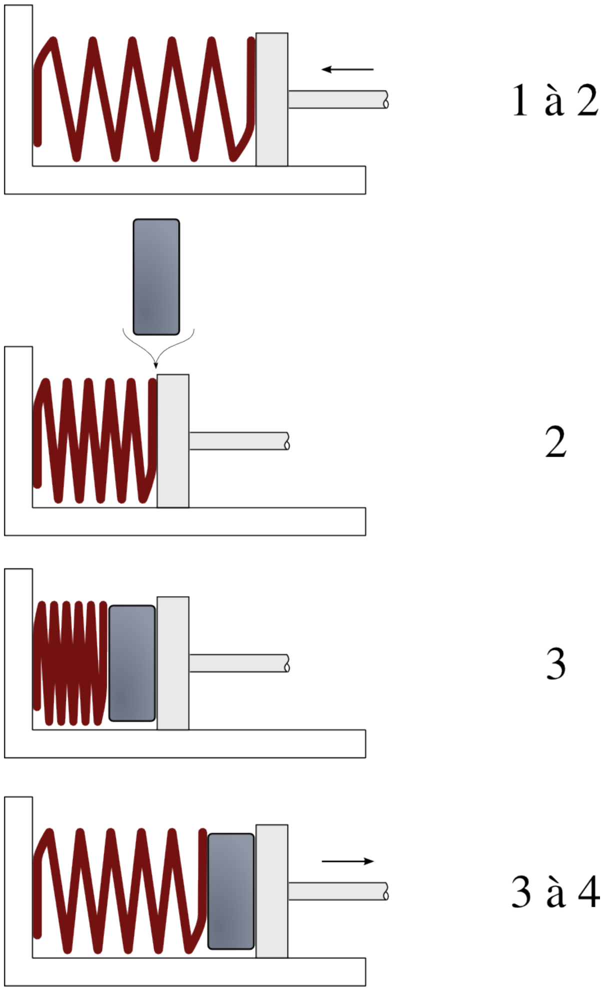


FIGURE 1.10 – Expérience réalisée avec un ressort puissant. Le piston écrase le ressort de 1 à 2, puis le ressort repousse le piston de 3 à 4. Au retour, la force exercée par le ressort est plus grande.

2. Combien d'énergie le ressort a-t-il reçu de l'expérimentateur pendant le chemin aller (de 1 à 2) ?
3. Quelle est la caractéristique $F_{(l)}$ de l'ensemble {ressort+bloc} pendant le chemin de retour (de 3 à 4) ?
4. Combien d'énergie le ressort a-t-il reçu du piston pendant le chemin retour (de 3 à 4) ?
5. Au final, combien d'énergie l'expérimentateur a-t-il reçu ou dépensé pendant l'expérience ?
6. Avec quelle fréquence doit-t-il répéter l'expérience pour que la puissance atteigne 25 ch, c'est-à-dire 18,4 kW ?

E 1.5 Préparation d'un bain

Un/e étudiant/e épuisé/e par le calcul intégral de compression de ressorts souhaite prendre un bain.

L'eau courante arrive à température de 10 °C dans le chauffe-eau électrique ; elle a une capacité calorifique constante de $c_{\text{eau liquide}} = 4{,}2\,\text{kJ}\,\text{kg}^{-1}\,\text{K}^{-1}$ et une masse volumique constante $\rho_{\text{eau liquide}} = 10^3\,\text{kg}\,\text{m}^{-3}$.

1. Combien faut-il d'énergie pour chauffer l'eau à 40 °C afin de remplir une baignoire de 270 L ?
2. Combien de temps le réchauffage prendra-t-il si la puissance de chauffage est de $\dot{Q} = +2\,\text{kW}$?

E 1.6 Cric hydraulique

On souhaite lever un véhicule ayant pour masse 1 200 kg avec le cric hydraulique schématisé en figure 1.11. Le piston gauche a pour surface 5 cm^2.

L'huile au sein du cric est présumée incompressible, c'est-à-dire que son volume est considéré comme constant quelle que soit la pression.

Le but de l'installation est de permettre à une personne de gabarit ordinaire de soulever et maintenir en place le véhicule avec le piston gauche (dont l'extrémité est munie de poignées).

1. Dimensionnez le piston droit (sous le véhicule) afin que la force dans le piston gauche n'excède pas 100 N.
2. Quelle est la puissance nécessaire pour maintenir le véhicule en place ?

On souhaite soulever le véhicule de 25 cm, en moins de 30 secondes.

3. Selon quelle distance faudrait-t-il enfoncer le piston gauche pour cela ?
4. Quels seraient alors le travail et la puissance à fournir ?

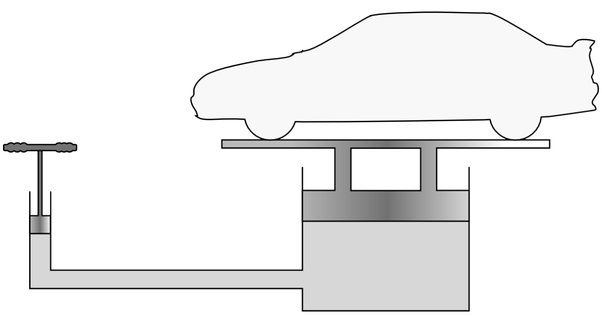


Figure 1.11 – Schéma de principe d'un cric hydraulique.

E 1.7 Turbine à eau

Un débit constant de $1\,200\,\text{kg}\,\text{s}^{-1}$ traverse une petite installation hydraulique représentée en figure 1.12.

- Au point 1, l'eau arrive à vitesse de $3\,\text{m}\,\text{s}^{-1}$ avec une température $T_1 = 5\,°\text{C}$ et une altitude $z_1 = 75\,\text{m}$.
- Au point 2, elle ressort à vitesse de $2{,}5\,\text{m}\,\text{s}^{-1}$ à température $T_2 = 5{,}04\,°\text{C}$ et altitude $z_2 = 4\,\text{m}$.

La pression de l'eau est identique en 1 et 2, et le profil de vitesse de l'eau en chaque point est approximativement uniforme. L'eau a une capacité calorifique massique de $c_{\text{eau liquide}} = 4{,}2\,\text{kJ}\,\text{kg}^{-1}\,\text{K}^{-1}$.

1. Quelle est la puissance spécifique mécanique gagnée ou perdue par l'eau en traversant l'installation ?
2. Avec quelle puissance spécifique est-elle réchauffée par le frottement ?
3. Quelle est la puissance (en watts) dégagée sous forme de travail par la turbine ?

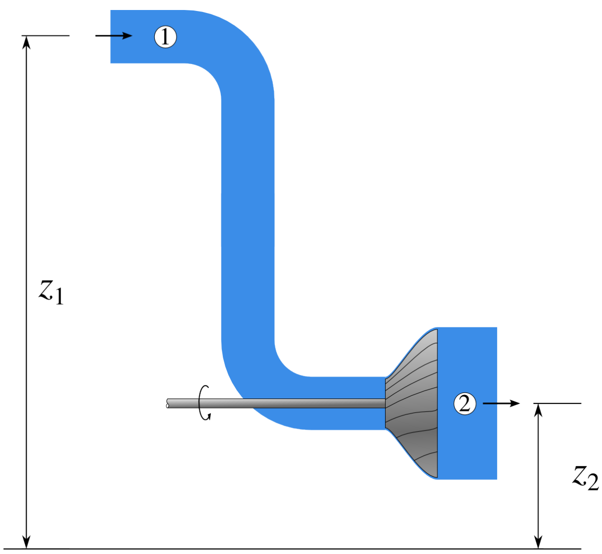


Figure 1.12 – Schéma de principe d'une turbine à eau. L'eau pénètre en haut à gauche, fait tourner les pales de la turbine, est réchauffée par frottement, et ressort en bas à droite de l'installation.

E 1.8 Chaudière de chauffage central

La chaudière du système de chauffage central d'un bâtiment, représenté en figure 1.13, fonctionne avec la combustion du kérosène.

L'eau pénètre dans la chaudière à une température $T_C = 20\,°C$ et en ressort à $T_D = 70\,°C$, avec un débit $\dot{V}_{eau} = 0{,}25\,L\,s^{-1}$.

La chambre de combustion admet de l'air à $T_A = 8\,°C$ et il ressort par la cheminée à une température $T_B = 120\,°C$; le débit d'air est de $\dot{m}_{air} = 0{,}5\,kg\,s^{-1}$.

Chaleur spécifique de combustion du kérosène : $46{,}4\,MJ\,kg^{-1}$

Capacité calorifique massique de l'eau liquide : $4{,}18\,kJ\,kg^{-1}\,K^{-1}$

Capacité calorifique massique de l'air à pression constante : $1{,}15\,kJ\,kg^{-1}\,K^{-1}$

1. Quelle est la consommation horaire de kérosène par la chaudière ?
2. Quelle est l'efficacité de la chaudière, c'est à dire le rapport entre son transfert de chaleur utile et sa consommation énergétique ?

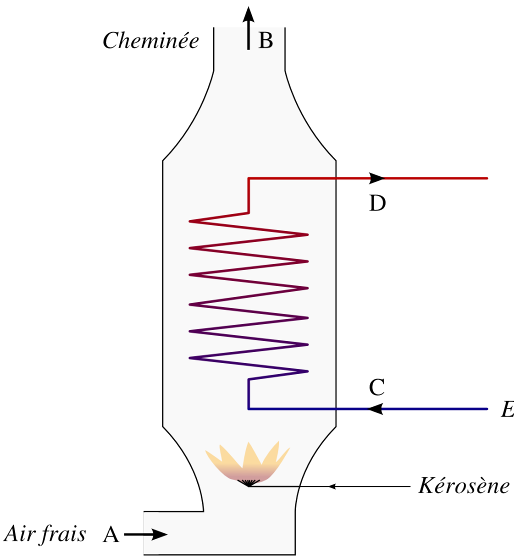


FIGURE 1.13 – Schéma de principe d'une chaudière utilisée pour le chauffage d'un bâtiment. L'eau (C → *D*) y pénètre par la droite, et y est réchauffée par l'air (A → B) mélangé au kérosène.

Schéma CC-BY-SA *Olivier Cleynen*

E 1.9 Turbomoteur d'hélicoptère

Un hélicoptère est muni de deux turbomoteurs, c'est à dire de turbomachines dont le but est de faire tourner un arbre sortant du moteur (figure 1.14). Nous pouvons évaluer plusieurs caractéristiques de ces moteurs sans connaître précisément leur fonctionnement interne.

Chacun des deux moteurs admet de l'air atmosphérique à température de 15 °C. L'air y est compressé, réchauffé, puis détendu, ce qui permet de dégager du travail pour faire tourner les rotors. À la sortie du moteur, l'air est rejeté à pression atmosphérique et température de 360 °C.

À pression constante, la capacité calorifique massique de l'air est environ $c_{p\ air} = 1\,050\,J\,kg^{-1}\,K^{-1}$. La combustion du kérosène dégage $q_{kérosène} = 46\,MJ\,kg^{-1}$.

1. Quelle est la puissance spécifique rejetée par les moteurs sous forme de chaleur dans l'atmosphère ?
   Indice : c'est la chaleur spécifique que doit perdre l'air rejeté pour retrouver sa température initiale.

Le manuel de vol indique que dans la chambre de combustion (la partie du moteur où est brûlé le carburant), l'air est admis à température de 250 °C et qu'il y est réchauffé par la combustion, à pression constante, jusqu'à 776 °C.

2. Quelle est la puissance spécifique dégagée par les moteurs sous forme de travail ?
   Indice : au final, toute l'énergie perdue par l'air sous forme de travail et de chaleur lui a été apportée dans la chambre de combustion.

Pour maintenir l'hélicoptère en vol stationnaire en pleine charge, les rotors demandent aux deux moteurs une puissance totale sous forme de travail de 1,32 MW (environ 1 800 ch).

3. Quel débit d'air faut-il admettre au total dans les deux turbomoteurs ?
4. Quelle est alors la puissance totale (en W) à fournir dans les deux chambres de combustion ?
5. Quelle est la consommation horaire en kérosène de l'hélicoptère en vol stationnaire ?

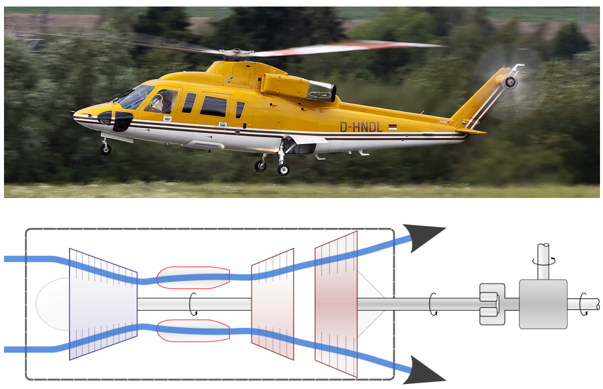


FIGURE 1.14 – Un hélicoptère Sikorsky S-76B, équipé de deux turbomoteurs *P&WC* PT-6B de 980 ch chacun. Le trajet de l'air dans les moteurs est représenté dans un schéma de principe. Nous étudions ces moteurs plus en détail au chapitre 10 (*cycles moteurs à gaz*).

Photo hélicoptère CC-BY-SA *Maarten Visser (recadrée)*
Schéma CC-BY-SA *Olivier Cleynen*

Résultats

E 1.1 1) $E_{\text{méca}2} - E_{\text{méca}1} = -180\,\text{kJ}$ (le temps de 7 min n'ayant bien sûr pas d'importance)

2) $\dot{Q}_{\text{frottements}} = m\ g\ |\dot{z}| = 368\,\text{W}$.

E 1.2 1) Au final, l'eau a perdu autant d'énergie qu'elle en a reçu, donc $q_{\text{D}\to\text{A}} = -w_{\text{A}\to\text{B}} - q_{\text{B}\to\text{C}} - w_{\text{C}\to\text{D}} = -306\,\text{kJ}\,\text{kg}^{-1}$ Nous avons fait fonctionner des moteurs pendant quarante ans avant de comprendre cela !

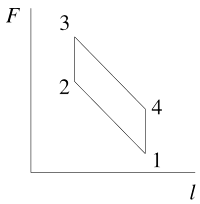
2) $\dot{Q}_{\text{D}\to\text{A}} = \dot{m}q_{\text{D}\to\text{A}} = -4{,}59\,\text{MW}$ 3) $\dot{W}_{\text{C}\to\text{D}} = \dot{m}w_{\text{C}\to\text{D}} = -2{,}91\,\text{MW}$

4) $\eta_{\text{centrale}} = \left|\frac{w_{\text{turbine}}+w_{\text{pompe}}}{q_{\text{chaudière}}}\right| = 32\,\%$ (valeur réaliste).

E 1.3 1) $W_{\text{A}} = \int_{l_1}^{l_2} F_{(l)}\,\text{d}l = -10^3\left[8l - \frac{1}{2}2l^2\right]_{0,4}^{0,12} = +2{,}094\,\text{kJ}$. 2) $W_{\text{B}} = +2{,}138\,\text{kJ}$

3) $W_{\text{C}} = +3{,}157\,\text{kJ}$.

E 1.4



2) $W_{1\to2} = +3{,}196\,\text{kJ}$

3) $F_{(l)3\to4} = 35{,}2\cdot10^3 - 40\cdot10^3 l$ 4) $W_{3\to4} = -4{,}862\,\text{kJ}$

5) $W_{\text{cycle}} = 1{,}666\,\text{kJ}$ 6) $f = 11{,}04\,\text{s}^{-1}$ (11 fois par seconde)

E 1.5 1) $Q_{\text{eau}} = \rho_{\text{eau}}V_{\text{eau}}c_{\text{eau}}\Delta T = +34{,}02\,\text{MJ}$ 2) $\Delta t = \frac{Q_{\text{eau}}}{\dot{Q}} = 4{,}7\,\text{h}$

E 1.6 1) $S_2 \leq \frac{F_2}{p_2} = \frac{F_2}{p_1} = 5{,}89\cdot10^{-2}\,\text{m}^2 = 589\,\text{cm}^2$ 2) $\dot{W} = 0\,\text{W}$ bien sûr, puisqu'il n'y a pas de déplacement… 3) En calculant le volume V d'huile balayé, $d_1 = \frac{V_1}{S_1} = \frac{V_2}{S_1} = 29{,}43\,\text{m}$, une longueur impraticable sans ajouter un mécanisme de pompage.

4) $\dot{W}_{\text{moyen}} \leq \frac{W_{\text{A}\to\text{B}}}{\Delta t} = 98{,}1\,\text{W}$.

E 1.7 1) $\Delta e_{\text{méca.}} = -697{,}9\,\text{J}\,\text{kg}^{-1}$ (donc une perte par l'eau) 2) $q_{1\to2} = +168\,\text{J}\,\text{kg}^{-1}$

3) $\dot{W}_{\text{turbine}} = \dot{m}(\Delta e_{\text{méca.}} + q_{1\to2}) = -635{,}9\,\text{kW}$.

E 1.8 1) $\dot{m}_{\text{kérosène}} = \frac{\dot{Q}_{\text{kérosène}}}{q_{\text{kérosène}}} = \frac{-\dot{Q}_{\text{eau}}-\dot{Q}_{\text{air}}}{q_{\text{kérosène}}} = 2{,}51\cdot10^{-3}\,\text{kg}\,\text{s}^{-1} = 9{,}1\,\text{kg}\,\text{h}^{-1}$

2) $\eta_{\text{chaudière}} = \left|\frac{\dot{Q}_{\text{eau}}}{\dot{Q}_{\text{kérosène}}}\right| = 44{,}8\,\%$

E 1.9 1) $q_{\text{rejet}} = +362{,}25\,\text{kJ}\,\text{kg}^{-1}$ 2) $q_{\text{chambre}} + w_{\text{arbre}} + q_{\text{refroidissement atmosphérique}} = 0$ ou encore $q_{\text{chambre}} + w_{\text{arbre}} - q_{\text{rejet}} = 0$; ainsi on a $w_{\text{arbre}} = -q_{\text{chambre}} + q_{\text{rejet}} = -190{,}1\,\text{kJ}\,\text{kg}^{-1}$ (ces puissances ne dépendent pas du débit de masse, et donc pas du nombre de moteurs considérés).

3) $\dot{m}_{\text{air}} = 6{,}95\,\text{kg}\,\text{s}^{-1}$ 4) $\dot{Q}_{\text{chambres}} = 3{,}836\,\text{MW}$

5) $\dot{m}_{\text{kérosène}} = \frac{\dot{Q}_{\text{chambres}}}{q_{\text{kérosène}}} = 300{,}2\,\text{kg}\,\text{h}^{-1}$ (valeur réaliste).

CHAPITRE 2

Les systèmes fermés

Le chapitre en bref

*Un système fermé contient une quantité de masse fixe. Les transferts de chaleur et de travail y font varier l'*énergie interne *du fluide. Pour que le travail puisse être réversible, il faut un mouvement infiniment lent.*

❇

Nous souhaitons développer ici une méthode de comptabilité de l'énergie appliquée à une quantité de masse fixe. Ce chapitre 2 (*les systèmes fermés*) se propose de répondre à deux questions :

— Comment quantifier le travail que peut recevoir et fournir un corps de masse fixe ?

— Qu'est-ce que la réversibilité, pourquoi et comment l'atteindre ?

2.1 Pourquoi utiliser un système fermé ?

À partir de maintenant, nous voulons décrire et quantifier les transferts d'énergie dans les fluides. Nous pouvons adopter deux points de vue différents pour observer le fluide :

- Soit nous « découpons » un petit morceau de masse, que nous suivons de près lorsqu'il évolue, puis nous quantifions l'énergie qui lui est transférée : c'est ce que nous appelons un *système fermé* ;
- Soit nous choisissons un morceau de volume fixe, qui est *traversé* en permanence par un débit de masse, puis nous quantifions les transferts d'énergie vers le volume : c'est ce que nous appelons un *système ouvert*.

Bien sûr, ces deux méthodes sont équivalentes : elles vont produire les mêmes résultats. Le choix de l'une ou l'autre rendra simplement l'analyse et la quantification des transferts plus aisée.

L'utilisation d'un système fermé est judicieuse pour analyser les machines à mouvement alternatif (moteurs automobiles, pompes et compresseurs et généralement toutes les machines à pistons/cylindres). Ces machines divisent le fluide en petites quantités qui sont emprisonnées dans une enclave, dans laquelle elles sont chauffées, refroidies, comprimées ou détendues (figure 2.1). Il est alors facile d'identifier une quantité de masse donnée et de quantifier les transferts qu'elle subit.

À l'inverse, pour étudier ce qui se passe dans une tuyère de turboréacteur par exemple, nous aurions des difficultés pour identifier un groupe donné de particules et quantifier le changement de ses propriétés. Il sera alors judicieux d'utiliser un système ouvert, comme nous l'étudierons au chapitre 3 (*les systèmes ouverts*).

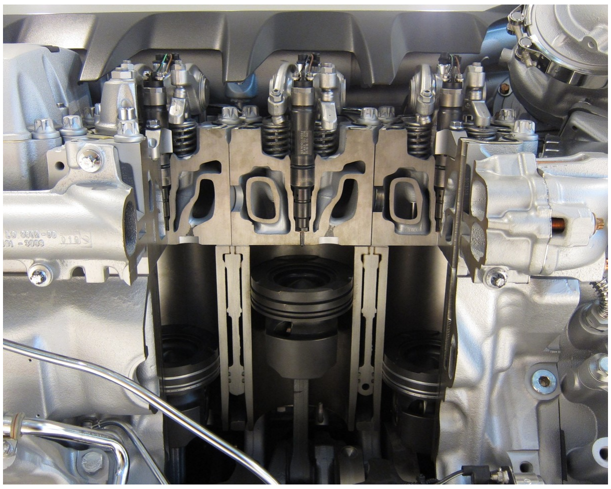


FIGURE 2.1 – Une découpe dans un moteur de camion laisse apparaître trois pistons dans leurs cylindres. Un système fermé est un bon outil pour étudier l'air emprisonné dans un cylindre. Le moteur photographié est un diesel MAN en V8.

Concrètement, dans ce chapitre, nous voulons quantifier le travail qu'on peut générer avec un fluide dans un cylindre. Un moteur de voiture fournit du travail parce que l'air dans les cylindres fournit plus de travail en se détendant au retour qu'il n'en a reçu à en se faisant comprimer à l'aller (figure 2.2). Comment peut-on générer cela ? Pour répondre à cette question, il nous faut une méthode robuste pour quantifier les transferts d'énergie.

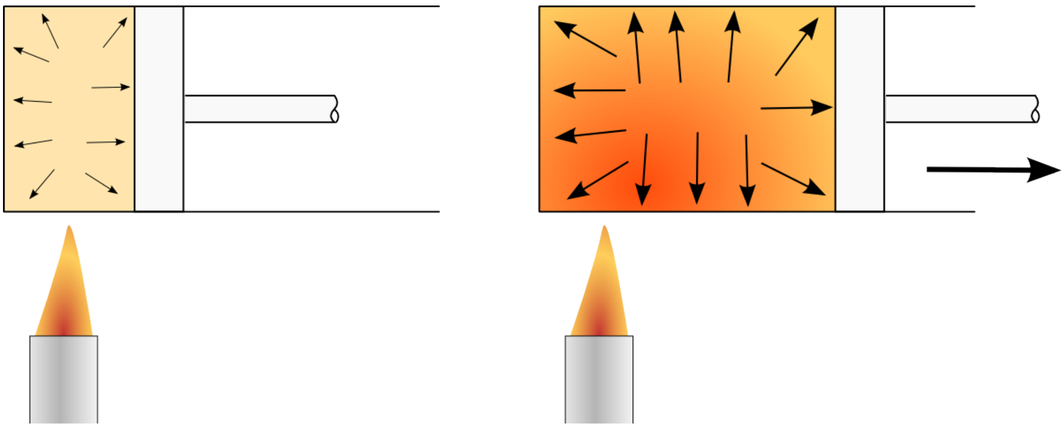


FIGURE 2.2 – Principe de fonctionnement d'un moteur. Lorsque l'on fournit de la chaleur à un fluide dans un réservoir fermé, celui-ci augmente les forces qu'il exerce sur les parois du réservoir. En laissant le réservoir se déformer, on fait effectuer un travail au fluide.

Schéma CC-0 o.c.

2.2 Conventions de comptabilité

2.2.1 Le système fermé

Nous appelons *système fermé* un sujet d'étude arbitraire dont les frontières sont imperméables à la masse : un ensemble donné de particules, de masse fixe. Toutes les propriétés de cet ensemble (pression, température, volume, etc.) peuvent être amenées à changer, mais il s'agit toujours des mêmes molécules, non mélangées à d'autres. Par exemple, un gaz prisonnier dans un cylindre et comprimé par un piston (figure 2.3) est parfaitement décrit avec un système fermé.

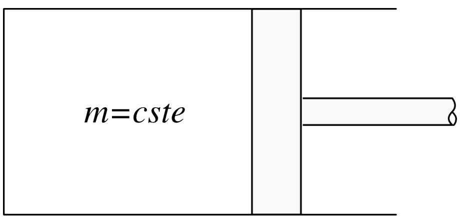


FIGURE 2.3 – Un système fermé typique : une quantité de masse fixe dans un réservoir fermé. Une paroi mobile permet de la comprimer ; nous lui ferons également recevoir et perdre de la chaleur.

Schéma CC-0 o.c.

2.2.2 Conventions de signe

Pour quantifier les transferts nous utiliserons la convention de signe suivante, illustrée en figure 2.4 :

- Lorsqu'ils sont positifs, les transferts Q et W traduisent une *réception* par le système.
- À l'inverse, lorsqu'ils sont négatifs, les transferts Q et W indiquent une *perte* du système. Le travail W est alors fourni et la chaleur Q émise.

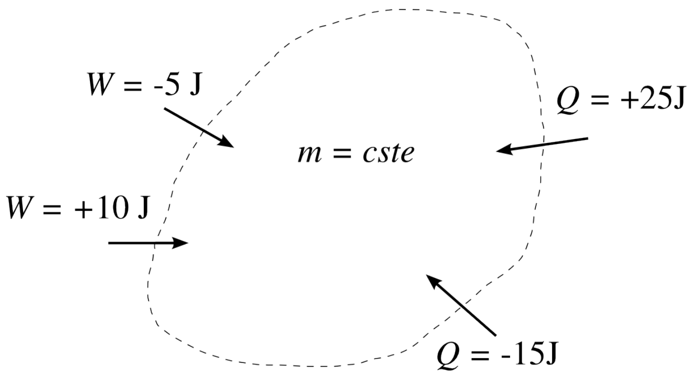


FIGURE 2.4 – Conventions de signe pour un système fermé. Les flux entrants sont positifs, les flux sortants sont négatifs ; ils sont tous représentés avec des flèches rentrantes. La quantité de masse est fixe.

Schéma CC-0 O.C.

Ainsi, dans les équations, nous pouvons systématiquement additionner les termes sans avoir à connaître le sens des transformations. Les transferts sont comptabilisés comme sur un compte bancaire : les dépenses sont négatives et les recettes positives.

2.3 Le premier principe dans un système fermé

Le premier principe stipule que l'énergie est indestructible (§1.1.2). Si on fournit 100 J de travail à un système fermé et qu'il perd 80 J sous forme de chaleur, c'est donc que « son » énergie a augmenté de 20 J. Nous nommons cette augmentation la *variation d'énergie interne*, ΔU.

Sous forme d'équation, le premier principe dans un système fermé se traduit par l'équation :

$$Q_{1\to 2} + W_{1\to 2} = \Delta U \qquad (2/1)$$

pour un système fermé immobile ;
où $\Delta U = U_2 - U_1$ est la variation d'énergie interne (J),
$W_{1\to 2}$ est le travail reçu par le système (J),
et $Q_{1\to 2}$ est la chaleur reçue par le système (J).

Malheureusement l'énergie interne U est parfois très difficile à mesurer. Nous verrons dans les chapitres 4 et 5 que les corps emmagasinent cette énergie interne de différentes façons, et qu'elle est intimement liée à la température. L'énergie interne U, par définition, est toujours positive, mais sa variation ΔU ne l'est pas nécessairement.

L'équation 2/1 peut être exprimée avec des grandeurs spécifiques :

$$m\,(q_{1\to 2} + w_{1\to 2}) = m\,\Delta u$$
$$q_{1\to 2} + w_{1\to 2} = \Delta u \qquad (2/2)$$

pour un système fermé immobile ;
où $\Delta u = u_2 - u_1$ est la variation d'énergie interne spécifique,
$w_{1\to 2}$ est le travail spécifique reçu par le système ($\mathrm{J\,kg^{-1}}$),
et $q_{1\to 2}$ est la chaleur spécifique reçue par le système ($\mathrm{J\,kg^{-1}}$).

« Appelons ainsi Q la quantité totale de chaleur qui doit être impartie à un corps pendant son passage, d'une manière donnée, depuis une condition à une autre, (toute chaleur prélevée au corps étant comptée comme une quantité négative), alors nous la divisons en trois parties, parmi lesquelles la première est employée à augmenter la chaleur existant véritablement dans le corps, la seconde à produire le travail intérieur et la troisième à produire le travail extérieur. Il va de la seconde partie ce que nous avons déjà dit de la première : qu'elle est indépendante du chemin suivi dans le passage du corps d'un état à un autre, et nous pouvons en conséquence représenter ces deux parties ensemble par une fonction U, qui même si nous ne pouvons mieux la définir, nous savons à l'avance au moins être entièrement déterminée par les états initial et final du corps. »

Rudolf Clausius, 1854
Über eine veränderte Form des zweiten Hauptsatzes der mechanischen Wärmetheorie [13]

Nous pouvons encore ré-écrire cette équation 2/2 pour l'exprimer sous sa *forme différentielle* :

$$\mathrm{d}q + \mathrm{d}w = \delta u \qquad (2/3)$$

pour un système fermé immobile ;
où δu est la variation infinitésimale d'énergie interne spécifique ($\mathrm{J\,kg^{-1}}$),
$\mathrm{d}w$ est le transfert infinitésimal de travail spécifique ($\mathrm{J\,kg^{-1}}$),
et $\mathrm{d}q$ est le transfert infinitésimal de chaleur spécifique ($\mathrm{J\,kg^{-1}}$).

Dans cette équation 2/3, les opérateurs d et δ ont le même sens mathématique (celui de quantités infinitésimales) mais des significations phyiques différentes : $\mathrm{d}w$ représente un *transfert* infinitésimal qui s'intégrera en $w_{1\to 2}$, tandis que δu représente une *variation* infinitésimale qui s'intégrera en $\Delta u = u_2 - u_1$.

Lorsqu'un fluide est ramené à son état initial (même pression, même volume, même température), alors il contient exactement la même quantité d'énergie interne qu'auparavant. La totalité de l'énergie qu'il a reçue (sous forme de chaleur ou de travail) a donc nécessairement été rendue à l'extérieur sous une forme ou une autre. Nous exprimons cette affirmation ainsi :

$$Q_{\text{cycle}} + W_{\text{cycle}} = 0 \qquad (2/4)$$

pour un cycle thermodynamique complet,
où W_{cycle} est le travail reçu par le système (J),
et Q_{cycle} est la chaleur reçue par le système (J).

Cette équation 2/4 est la raison pour laquelle on énonce souvent le premier principe — sans pourtant apporter grand'chose à notre simple affirmation du chapitre 1 — de la façon suivante :

« Lorsqu'un système a parcouru un cycle thermodynamique complet, la somme algébrique de la chaleur fournie et du travail effectué est nulle. »

2.4 Quantifier le travail avec un système fermé

Le calcul du travail avec les fluides est délicat. Nous allons procéder en trois étapes de complexité croissante :

- En remplaçant le fluide par un ressort ;
- En comprimant le fluide de façon infiniment lente ;
- En comprimant le fluide de façon rapide.

2.4.1 Le travail en fonction du volume, avec un ressort

Commençons par imaginer que le fluide au sein d'un système fermé se comporte comme un ressort métallique (figure 2.5). C'est une modélisation intéressante pour débuter notre étude. Nous avions vu en §1.3 que le travail fourni ou reçu par un ressort s'exprimait selon :

$$W_{\mathrm{A}\to\mathrm{B}} = -\int_{\mathrm{A}}^{\mathrm{B}} F \,\mathrm{d}l \qquad (1/11)$$

Aujourd'hui, comme nous utilisons un fluide, nous voulons exprimer le travail en fonction des propriétés *pression* et *volume* plutôt que force et longueur.

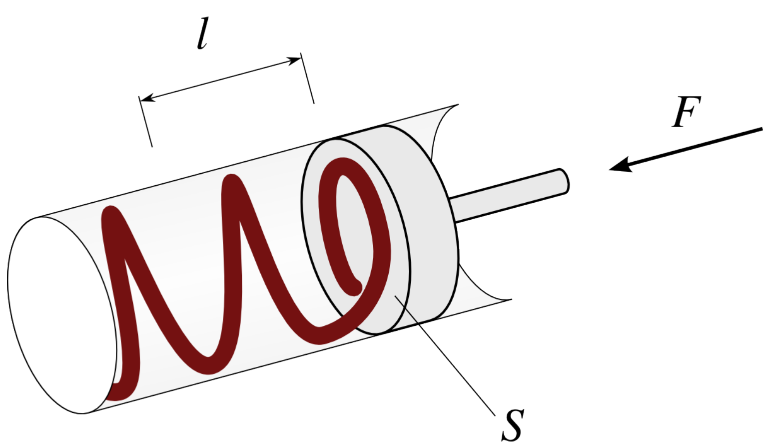


Figure 2.5 – Dans un premier temps, nous modélisons le fluide à l'intérieur du système avec un ressort métallique.

La pression se définit comme une force divisée par une aire :

$$p \equiv \frac{F}{S} \tag{2/5}$$

où p est la pression (Pa),
F est la force (N),
et S est l'aire de la surface sur laquelle la force s'applique (m^2).

L'unité SI de la pression est le Pascal,

$$1\,\mathrm{Pa} \equiv 1\,\mathrm{N\,m^{-2}} \tag{2/6}$$

mais il est usuel d'utiliser le bar pour unité :

$$1\,\mathrm{bar} \equiv 1 \cdot 10^5\,\mathrm{Pa} \tag{2/7}$$

Notons que la pression atmosphérique à faible altitude est de l'ordre du bar ($p_{\text{atm.std.}} \equiv 1\,\mathrm{atm} \equiv 1{,}01325\,\mathrm{bar}$). Attention, les manomètres indiquent souvent une pression jaugée, qui n'est pas la pression réelle. Cette différence est décrite dans l'annexe A2.

Le volume est également exprimable facilement. Si le système est déformé par un piston d'aire S, de sorte que sa longueur varie de $\mathrm{d}l$, nous avons :

$$\mathrm{d}V = S\,\mathrm{d}l \tag{2/8}$$

où $\mathrm{d}V$ est la variation infinitésimale du volume (m^3),
S l'aire du piston déplacé (m^2),
et $\mathrm{d}l$ la variation infinitésimale de longueur du système correspondant au déplacement du piston (m).

Dans le système d'unités SI le volume se mesure en m^3 mais l'unité de mesure la plus courante est le litre ($1\,\mathrm{L} \equiv 10^{-3}\,\mathrm{m^3}$).

Exprimons maintenant le travail d'un système fermé en fonction du volume et de la pression. En insérant les équations 2/5 et 2/8 dans l'équation 1/11 nous obtenons :

$$W_{\mathrm{A}\to\mathrm{B}} = -\int_{\mathrm{A}}^{\mathrm{B}} F\,\mathrm{d}l = -\int_{\mathrm{A}}^{\mathrm{B}} \frac{F}{S} S\,\mathrm{d}l$$

$$W_{\mathrm{A}\to\mathrm{B}} = -\int_{\mathrm{A}}^{\mathrm{B}} p\,\mathrm{d}V \tag{2/9}$$

pour un système fermé modélisé par un ressort,
où $W_{\mathrm{A}\to\mathrm{B}}$ est le travail reçu par le système (J),
p est la pression (homogène) intérieure (Pa),
et $\mathrm{d}V$ la variation du volume (m^3).

Pour pouvoir quantifier l'énergie stockée ou fournie par le système, il nous suffira donc de connaître la relation entre p et V. Dans le cas présent, cette fonction $p_{(V)}$ est directement liée à la caractéristique $F_{(l)}$ du ressort. La dureté du ressort et sa

géométrie (à spires régulières ou progressives) détermineront au final la quantité de travail stockée et fournie par le système.

Un outil formidable pour comprendre et analyser les transferts de chaleur est le *diagramme pression-volume*. Dans le cas où l'on modélise le fluide par un ressort, le travail peut être visualisé par l'aire sous la courbe d'une évolution (figure 2.6).

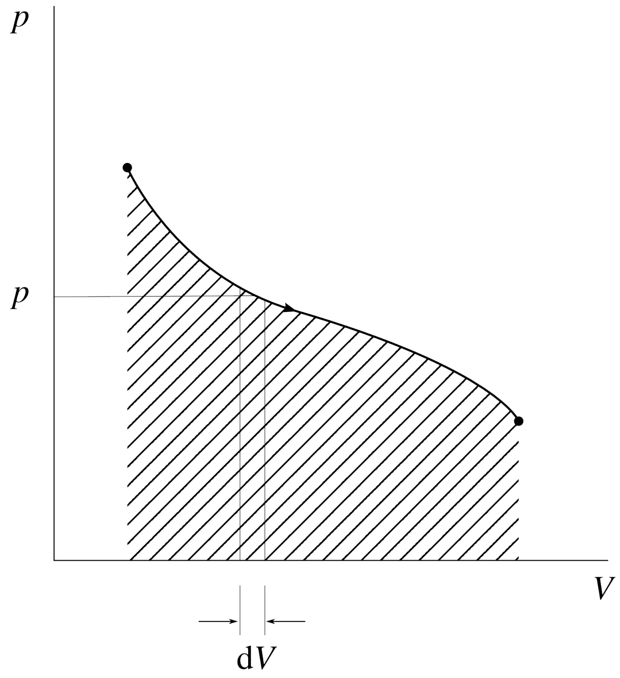


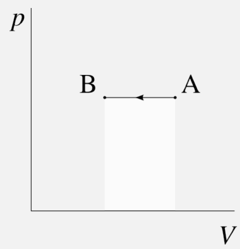
FIGURE 2.6 – Diagramme pression-volume d'un système fermé modélisé par un ressort. Dans le cas représenté, le volume augmente (le piston s'éloigne). La grandeur dV sera constamment positive, et le travail sera négatif : le système perd de l'énergie au profit du piston.
Cette figure représente le même phénomène que celui de la figure 1.3 p.9, avec des grandeurs physiques différentes.

Diagramme CC-0 O.C.

Exemple 2.1

Un système fermé est constitué d'une boîte vide dans laquelle on a placé un ressort. La pression exercée par le ressort sur les parois de la boîte est constante à $p = 10^5$ Pa quelque soit son volume. On comprime la boîte depuis un volume $V_A = 2$ L jusqu'à $V_B = 1$ L. Quel est le transfert de travail ?

Sur un diagramme pression-volume et de façon qualitative (c'est-à-dire sans représenter les valeurs numériques), l'évolution peut être représentée ainsi :



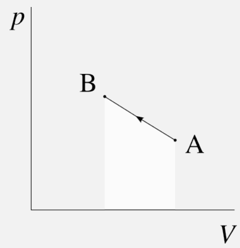
Nous partons de l'équation 2/9 : $W_{A\to B} = -\int_A^B p\,dV = -p_{\text{cste.}} \int_A^B dV = p_{\text{cste.}} [V]_{V_A}^{V_B} = -10^5(1 \cdot 10^{-3} - 2 \cdot 10^{-3}) = +100$ J.

👉 Le signe est positif : la boîte (« le système ») reçoit du travail. Nous explicitons toujours le signe lorsque nous quantifions les transferts.

Exemple 2.2

Un système fermé a une pression interne liée à son volume par la relation $p = 7 \cdot 10^5 - 2 \cdot 10^8\ V$ (en unités SI). On comprime la boîte depuis un volume $V_A = 2$ L jusqu'à $V_B = 1$ L. Combien a-t-il reçu ou perdu d'énergie sous forme de travail ?

Sur un diagramme pression-volume et de façon qualitative, l'évolution peut être représentée ainsi :



Encore une fois nous partons de l'équation 2/9 : $W_{A\to B} = -\int_A^B p\,dV = -\int_A^B (7 \cdot 10^5 - 2 \cdot 10^8 V)\,dV = -\left[7 \cdot 10^5 V - \frac{1}{2} 2 \cdot 10^8 V^2\right]_{V_A}^{V_B} = -(700 - 100 - 1\,400 + 400) = +400$ J (positif : travail reçu par le système).

2.4.2 Travail d'un fluide en évolution lente

Lorsque l'on comprime un fluide, les molécules qui le composent sont plus rapprochées les unes des autres (figure 2.7) et les collisions entre elles et contre les parois deviennent plus fréquentes. À l'échelle macroscopique, cette augmentation se traduit par une augmentation de la pression.

Nous constatons expérimentalement que lorsque le mouvement est infiniment lent, un fluide comprimé se comporte exactement comme un ressort (figure 2.8). La précision « lorsque le mouvement est infiniment lent » est d'importance capitale, comme nous le verrons plus bas.

« Cela posé, prenons un gaz quelconque à la température T [...] ; représentons son volume v_o par l'abscisse AB, et sa pression par l'ordonnée CB.[...] Le gaz, pendant sa dilatation, aura développé une quantité d'action mécanique qui aura pour valeur l'intégrale du produit de la pression, par la différentielle du volume, et qui sera représentée géométriquement par la surface comprise entre l'axe des abscisses, les deux coordonnées CB, DE, et de la portion d'hyperbole CE. »

Benoît Paul Émile Clapeyron, 1834
(le premier diagramme $p - v$...)
Mémoire sur la puissance motrice de la chaleur [5]

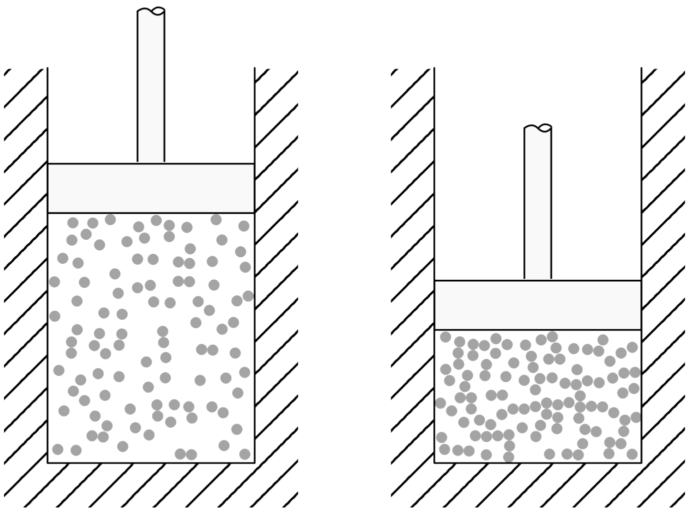


Figure 2.7 – Une représentation simpliste d'un fluide que l'on comprime infiniment lentement sans le chauffer. Le fluide voit sa température et sa pression augmenter.

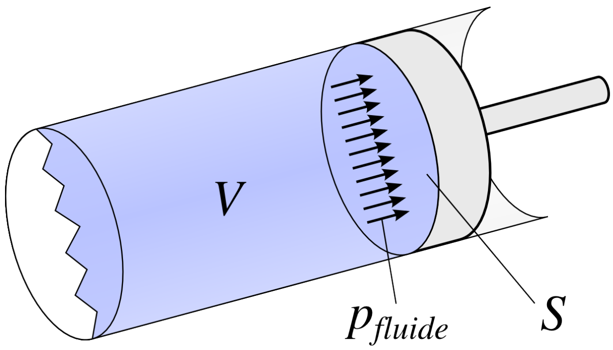


Figure 2.8 – Lorsque le mouvement du piston est infiniment lent, le fluide se comporte comme un ressort que l'on comprime.

Si cette condition est respectée, nous pouvons exprimer le travail reçu ou perdu par le système de la même façon qu'avec le ressort de la section précédente :

$$W_{A\to B} = -\int_A^B p \, dV$$
$$w_{A\to B} = -\int_A^B p \, dv \tag{2/10}$$

pour un système fermé lorsque les variations de volume sont infiniment lentes ;
où $w_{A\to B}$ est le travail spécifique reçu par le système ($J\,kg^{-1}$),
p est la pression (homogène) intérieure (Pa),
et dv la variation du volume spécifique ($m^3\,kg^{-1}$).

Sur un graphique représentant la pression en fonction du volume spécifique, ce travail $w_{A\to B}$ est représenté par la surface sous la courbe de A à B, exactement comme la figure 2.6. La forme de la courbe, c'est-à-dire la relation entre p et v au fur et à mesure de l'évolution, déterminera la quantité $w_{A\to B}$.

Comment les fluides se comportent-t-ils lorsqu'on les comprime – autrement dit, par quel type de « ressort » peut-on les modéliser ? On constate expérimentalement que, lorsqu'on les comprime, la plupart des gaz voient leur pression et leur volume liés par une relation de type $p\,v^x$ = cste. avec x une constante (figure 2.9) [1].

Lorsqu'on apporte de la chaleur au fluide pendant qu'on le comprime, on « durcit » son comportement, et la pression augmente plus rapidement (figure 2.10).

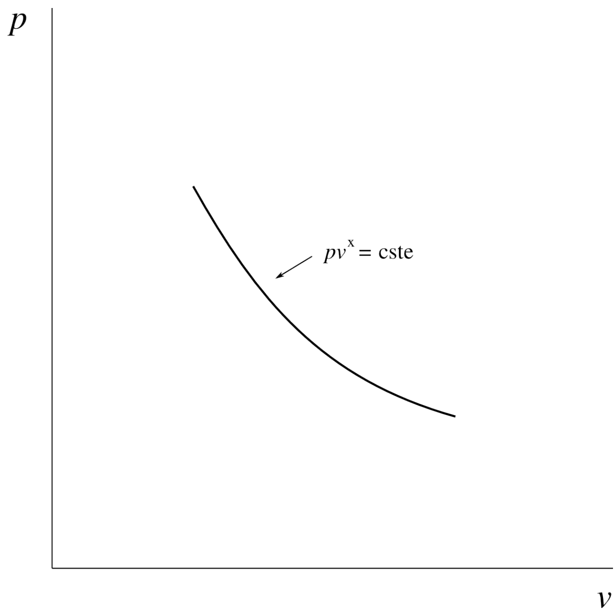


FIGURE 2.9 – Propriétés d'un gaz lorsqu'on le comprime, représentées sur un diagramme pression-volume. La relation est similaire à celle que l'on obtiendrait avec un ressort à spires progressives.

Diagramme CC-0 o.c.

1. Toutefois, nous verrons au chapitre 5 que sur une plage de propriétés donnée, les liquides/vapeurs se comportent de façon très différente, même si la tendance globale reste la même.

À l'inverse, lorsqu'on lui prélève de la chaleur pendant la compression, la pression augmente moins rapidement. Ces transferts de chaleur font donc varier la quantité de travail à fournir pour comprimer le fluide entre deux volumes donnés.

Le cas où l'on apporte pas de chaleur est nommé *adiabatique* : $Q = 0$. Attention : adiabatique ne veut pas dire « à température constante ». Lorsque l'on comprime un fluide sans apport de chaleur, sa température augmente. Dans un moteur diesel, par exemple, l'air dans les cylindres peut atteindre 900 °C avant la combustion – ce qui est désirable, comme nous le verrons au chapitre 7 (*le second principe*).

> « S'il était vrai que la vapeur se dépensât par le cylindre à une pression égale à celle de la chaudière, ou qui fût à celle-ci dans un rapport fixe indiqué par un coefficient quelconque, puisqu'il faut toujours à une même locomotive le même nombre de tours de roue, ou le même nombre de coups de piston pour parcourir la même distance, il s'en suivrait que tant que ces machines travaillent à la même pression, elles devraient consommer dans tous les cas la même quantité d'eau pour la même distance. »
>
> François-Marie Guyonneau de Pambour, 1839
> *Théorie de la machine à vapeur* [7]

Dans les trois évolutions de la figure 2.10, la relation de type pv^x = cste. reste une modélisation appropriée. Plus on apporte de chaleur pendant la compression, plus la pression augmente rapidement – l'exposant x est alors plus important.

Inversement, si l'on prélève de la chaleur pendant la compression, la pression augmente moins rapidement et on obtient une courbe plus proche de l'horizontale (avec un exposant x plus faible). En prélevant suffisamment de chaleur, on peut même maintenir la pression constante, comme nous le verrons aux chapitres 4 et 5. L'exposant x est alors nul et on a $p = p_{\text{cste.}}$.

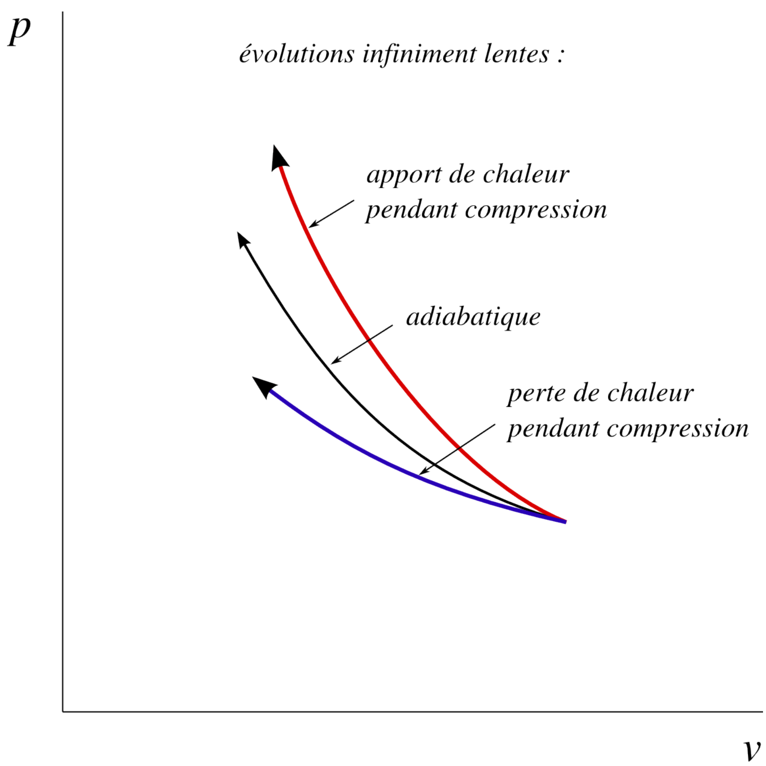
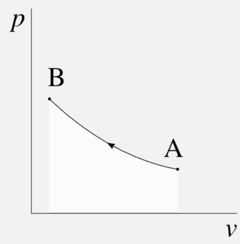


Figure 2.10 – Comportement d'un fluide lorsqu'on le comprime infiniment lentement. Plus on lui apporte de chaleur pendant la compression, plus la pression augmente fortement. La courbe adiabatique représente le cas où aucun apport ni perte de chaleur n'a lieu ($Q = 0$).

Exemple 2.3

Un gaz dans un cylindre est comprimé lentement par un piston. On observe que sa pression est liée à son volume par la relation $pv^{1,2} = k$ (en unités SI, et où k est une constante). Au début de la compression, ses propriétés sont $p_A = 1\,\text{bar}$ et $v_A = 1\,\text{m}^3\,\text{kg}^{-1}$. On le comprime jusqu'à ce que son volume ait atteint $v_B = 0{,}167\,\text{m}^3\,\text{kg}^{-1}$.
Quelle quantité de travail spécifique le gaz a-t-il fourni ou reçu ?

Sur un diagramme pression-volume et de façon qualitative, l'évolution peut être représentée ainsi :



Il nous faut d'abord calculer la valeur de k pour connaître quantitativement la relation entre p et v. Nous l'obtenons avec les conditions initiales : $k = p_A v_A^{1,2} = 10^5 \times 1^{1,2} = 10^5$ u.SI.

La grandeur de k est déroutante : elle est mesurée en $\text{Pa}\,\text{m}^{3,6}\,\text{kg}^{-1,2}$. Cela n'a pas d'importance pour nous et il nous suffit (après avoir bien converti les unités d'entrée en SI !) d'indiquer « unités SI », ou u.SI.

Maintenant, nous pouvons décrire p en fonction de v : $p = 10^5 \times v^{-1,2}$. Il n'y a plus qu'à intégrer en partant de l'équation 2/10 : $w_{A\to B} = -\int_A^B p\,dv = -\int_A^B kv^{-1,2}\,dv = -k\left[\frac{1}{-1,2+1}v^{-1,2+1}\right]_{v_A}^{v_B} = \frac{10^5}{0,2}\left[v^{-0,2}\right]_1^{0,167} = +2{,}152 \cdot 10^5\,\text{J}\,\text{kg}^{-1} = +215{,}2\,\text{kJ}\,\text{kg}^{-1}$.

Le signe de $w_{A\to B}$ est positif : le gaz reçoit du travail.

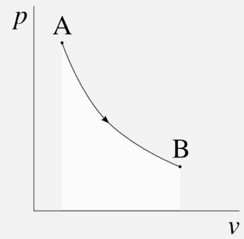
Le résultat peut paraître grand, mais il faut se rappeler que c'est un travail spécifique (§1.1.5) qu'il faudra multiplier par la masse du gaz pour obtenir une quantité en joules. Aux conditions de départ ($1\,\text{kg}\,\text{m}^{-3}$) un volume d'air de 1 L pèse à peine plus d'un gramme.

Exemple 2.4

Une masse de 0,3 gramme de gaz pressurisée dans un cylindre est détendue lentement en laissant un piston se déplacer. On sait que sa pression et son volume sont reliés par une relation de type $pv^{k_1} = k_2$ (où k_1 et k_2 sont deux constantes).

Au début de la détente, la pression est à 12 bar et le volume est de 0,25 L. Une fois détendu, le gaz arrive à pression ambiante de 1 bar avec un volume de 1,76 L.
Quel travail le gaz a-t-il dégagé pendant la détente ?

Sur un diagramme pression-volume et de façon qualitative, l'évolution peut être représentée ainsi :



Il nous faut d'abord connaître entièrement la loi reliant p à v ; ensuite nous procéderons à l'intégration $-\int p \, dv$ pendant l'évolution pour calculer le travail.
Commençons par calculer les volumes spécifiques au départ et à l'arrivée : $v_A = \frac{V_A}{m} = \frac{0{,}25 \cdot 10^{-3}}{3 \cdot 10^{-4}} = 0{,}833 \, m^3 \, kg^{-1}$. De même, $v_B = \frac{V_B}{m} = 5{,}867 \, m^3 \, kg^{-1}$.
Maintenant, nous pouvons calculer k_1 :

$$p_A v_A^{k_1} = p_B v_B^{k_1}$$
$$\left(\frac{v_A}{v_B}\right)^{k_1} = \frac{p_B}{p_A}$$
$$k_1 \ln\left(\frac{v_A}{v_B}\right) = \ln\left(\frac{p_B}{p_A}\right)$$
$$k_1 = \frac{\ln\left(\frac{p_B}{p_A}\right)}{\ln\left(\frac{v_A}{v_B}\right)} = \frac{\ln\left(\frac{1}{12}\right)}{\ln\left(\frac{0{,}833}{5{,}867}\right)} = 1{,}2733$$

Et avec k_1, nous pouvons calculer $k_2 = p_A v_A^{k_1} = 12 \cdot 10^5 \times 0{,}833^{1{,}2733} = 9{,}514 \cdot 10^5$ u.SI.

☞ k_1 est un exposant et n'a pas d'unités. Les unités de k_2 ne nous intéressent pas.

☞ Même si elle peut paraître laborieuse, cette démarche « nous avons un modèle général pour la tendance, quels sont les paramètres pour ce cas particulier ? » est très courante en physique, et extrêmement utile pour l'ingénieur/e.

Nous savons maintenant décrire quantitativement les propriétés pendant l'évolution : $p v^{1{,}2733} = 5{,}914 \cdot 10^5$. Il n'y a plus qu'à effectuer notre intégration habituelle : $w_{A \to B} = -\int_A^B p \, dv = -k_2 \int_A^B v^{-k_1} \, dv =$

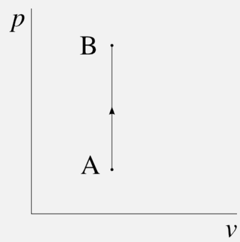
$\frac{-9{,}514 \cdot 10^5}{-0{,}2733} \left[v^{-0{,}2733}\right]_{0{,}833}^{0{,}587} = -3{,}333 \cdot 10^6\,\mathrm{J\,kg^{-1}} = -3\,333\,\mathrm{kJ\,kg^{-1}}$. Nous multiplions par la masse de gaz pour obtenir le travail : $W_{\mathrm{A}\to\mathrm{B}} = m\, w_{\mathrm{A}\to\mathrm{B}} = -1\,\mathrm{kJ}$.

☞ Ce calcul peut être effectué de façon plus rapide, sans calculer les valeurs de v_A, v_B et k_2. Toutefois, pour être certain/e de parvenir au résultat, il est plus sûr et plus facile de quantifier p et v (en SI) à tous les stades de l'évolution avant de débuter une intégration.

Exemple 2.5

Un gaz enfermé dans un réservoir hermétique est chauffé lentement. Son volume reste bloqué à 12 L, et sa pression évolue de 1 bar jusqu'à 40 bar. Quel est le travail développé ?

Sur un diagramme pression-volume et de façon qualitative, l'évolution peut être représentée ainsi :



Le travail est nul, bien sûr. Le volume ne changeant pas, $\mathrm{d}V$ est nul pendant toute l'évolution. Nous pouvons chauffer ou refroidir à loisir, mais tant qu'aucune paroi n'est déplacée, il n'y aura pas de transfert de travail.

2.4.3 Travail d'un fluide en évolution rapide

Les choses se compliquent lorsque nous comprimons et détendons notre fluide de façon rapide (figure 2.11). Il se produit alors un phénomène complexe et d'importance critique en thermodynamique : **la pression sur la paroi est différente de la « pression moyenne » à l'intérieur du fluide**.

> « Nous avons dit qu'à l'origine du mouvement l'équilibre de pression s'établit entre la chaudière et le cylindre, mais à mesure que la vitesse du piston s'accroît, celui-ci fuit en quelque sorte devant la vapeur sans lui donner le temps d'établir cet équilibre, et la pression dans le cylindre baisse nécessairement. »
>
> François-Marie Guyonneau de Pambour, 1835
> *Traité théorique et pratique des machines locomotives* [6]

Pour décrire ce qui se passe à l'intérieur du fluide, nous pouvons prendre l'exemple de l'eau d'une baignoire que l'on pousse avec les mains – comme l'objet représenté en figure 2.12 qui est déplacé dans de l'eau liquide. Lorsque l'objet est éloigné et rapproché brutalement, la pression sur ses parois n'est pas la même que lorsqu'il est déplacé lentement.

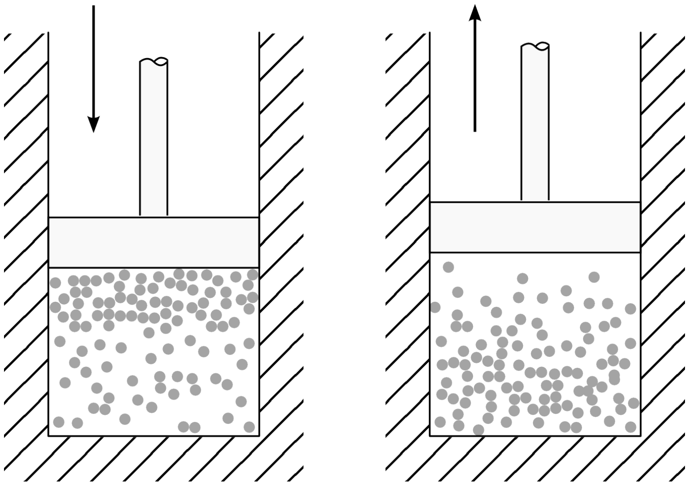


Figure 2.11 – Compression et détente irréversibles. Lorsqu'on comprime un fluide de façon brutale (schéma de gauche), la pression sur la paroi du piston est augmentée. Lors d'une détente brutale (schéma de droite) cette pression est diminuée.

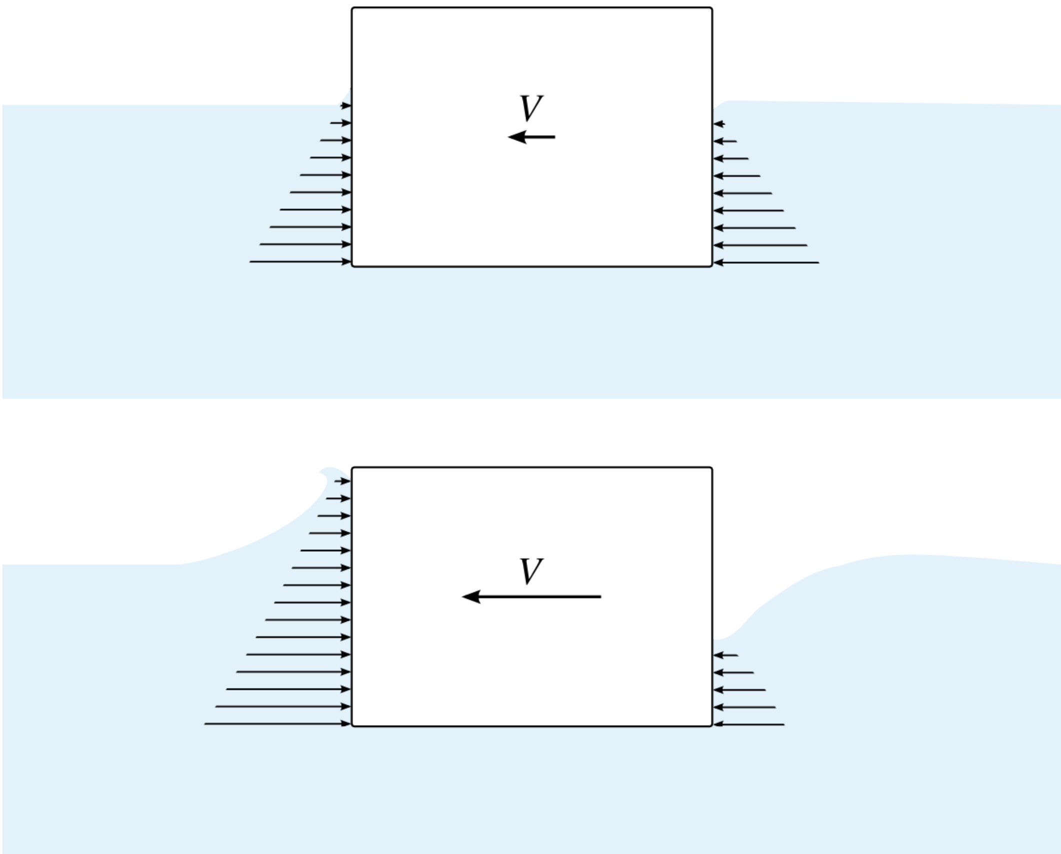


Figure 2.12 – Un objet solide déplacé dans un réservoir d'eau, avec un mouvement lent (en haut) et avec un mouvement rapide (en bas). Lors du mouvement rapide, les forces de pression aidant le mouvement sont plus faibles, et les forces s'opposant au mouvement sont plus grandes. Dans le cas limite où le mouvement est infiniment lent, ces forces sont égales.

Dans chacun des cas, la quantité de travail consommé à la compression est plus grande et la quantité de travail fourni à la détente est plus petite.

Nous nommons ce phénomène l'*irréversibilité*. Elle nous sera d'un grand embarras dans notre étude quantitative de la thermodynamique et elle rendra encore plus ardues nos conversions de travail et chaleur.

Que se passe-t-il donc dans le cylindre empli de fluide, lorsqu'on ne le comprime pas de façon infiniment lente ? Lors d'une compression brutale, la pression sur la paroi du piston est plus grande que la pression moyenne à l'intérieur du cylindre (figure 2.13). On dépense *plus d'énergie que nécessaire* pour effectuer le déplacement.

On pourrait ainsi dire que lorsqu'on le comprime et détend brutalement, un fluide se comporte comme un ressort « fragile », à l'intérieur duquel quelque chose se modifie : il n'est pas capable de rendre toute l'énergie mécanique qu'il a emmagasinée.

Si le travail reçu n'est pas égal au travail restitué, alors où est passé l'excédent d'énergie ? Ce surcroît d'énergie, fourni sous forme de travail par le piston, est *transformé en chaleur à l'intérieur du fluide* pendant les mouvements.

L'évolution tracée sur un diagramme pression-volume (figure 2.14) est bien plus complexe que dans le cas d'une évolution infiniment lente. La pression moyenne à l'intérieur du fluide augmente plus rapidement qu'elle ne le ferait en mouvement lent.

Pendant la détente, le phénomène inverse se produit (figure 2.15) : une zone de plus faible pression se forme au devant de la paroi du piston, et le travail fourni par le fluide au piston est plus faible qu'il ne l'aurait été dans le cas réversible.

D'un point de vue quantitatif, plus les mouvements sur le fluide seront brutaux, et plus l'évolution du fluide ressemblera à une évolution avec apport de chaleur (« durcissement » du fluide et augmentation de l'exposant x pendant les compressions, diminution de l'exposant x pendant les détentes).

Par contre, le travail fourni ou reçu par le fluide ne peut plus être simplement calculé par intégrale puisque la pression à l'intérieur du cylindre n'est pas du

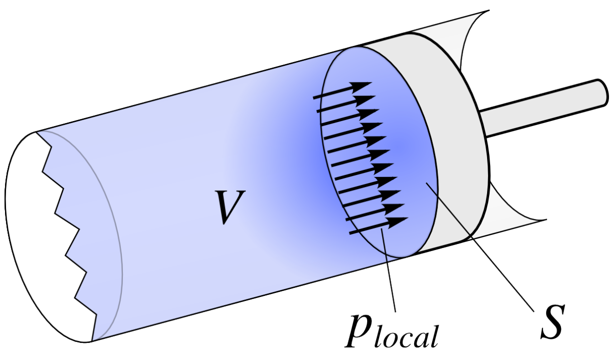


FIGURE 2.13 – Fluide comprimé de façon brutale. La pression locale à la surface du piston est supérieure à ce qu'elle aurait été avec un mouvement lent.

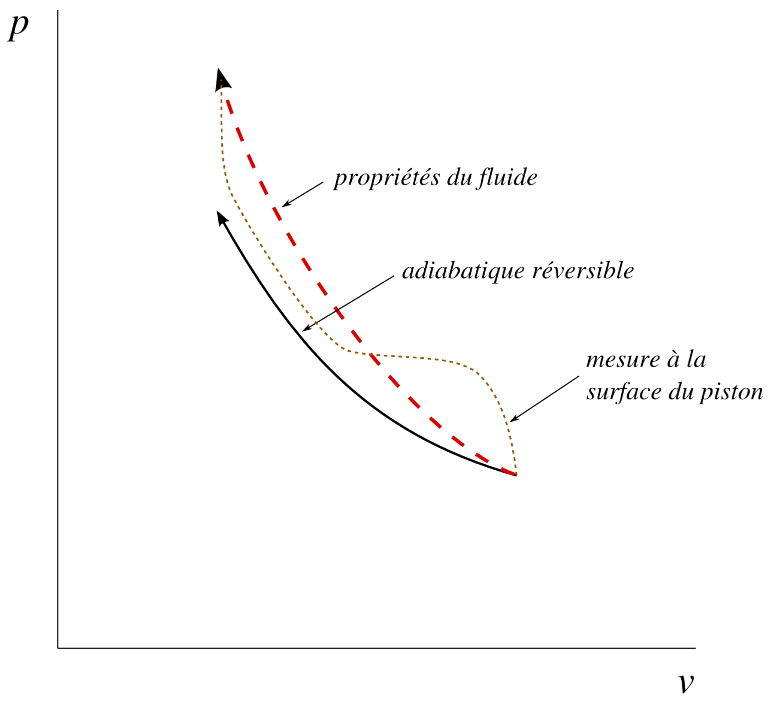


Figure 2.14 – Compression irréversible adiabatique sur un diagramme pression-volume.
Nous représentons l'évolution du gaz en pointillés : il ne s'agit pas d'une série d'états continue car la pression du fluide n'est pas homogène pendant le trajet.
Le chemin qu'aurait suivi le fluide si la compression avait été infiniment lente est représenté avec un trait continu.
Pendant la compression, le « surcoût » de travail fourni par le piston est transformé en chaleur (bien que le gaz soit parfaitement isolé).

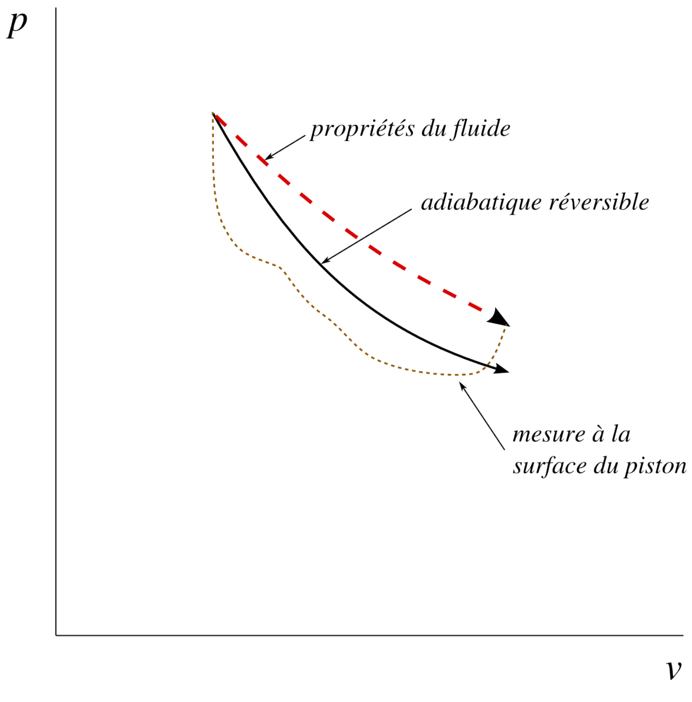


Figure 2.15 – Détente irréversible adiabatique sur un diagramme pression-volume.
Le travail reçu par le piston est plus faible qu'il ne l'aurait été avec un mouvement lent. Le trajet suivi par le fluide est représenté en pointillés (la pression n'étant pas homogène pendant le mouvement).

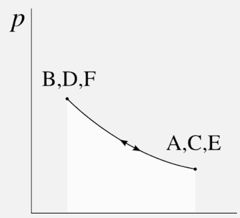
tout homogène. C'est la pression à la surface du piston qui permettrait de calculer ce travail. Malheureusement, aucune relation mathématique simple ne permet de décrire cette relation entre pression et volume. Il faut effectuer une mesure expérimentale à chaque fois.

Exemple 2.6

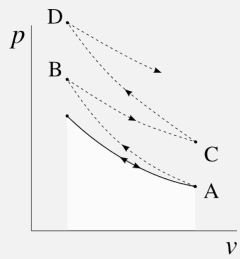
On enferme un gaz dans un cylindre hermétique et on effectue des allers-retours entre deux volumes donnés avec le piston, sans transférer de chaleur. Au départ, les allers-retours sont très lents. Ensuite, on effectue les allers-retours de façon très rapide.

Quelle sera l'allure des évolutions sur un diagramme pression-volume ?

Lors des évolutions lentes, la pression passe toujours par les mêmes valeurs pendant les allers-retours :



En revanche, pendant les évolutions rapides, à chaque trajet la pression finale est plus grande que ce qu'elle aurait été pendant un trajet lent :



Ainsi, le volume s'élève progressivement sur le diagramme pression-volume : l'excédent de travail investi pendant les compressions, et le défaut de travail récupéré pendant la détente, se traduisent par une augmentation de l'énergie interne du gaz, dont la température augmente continuellement.

2.4.4 La réversibilité

Prenons quelques instants pour réfléchir sur ce que nous venons de décrire. À chaque fois que nous comprimons un fluide « trop vite », il se passe quelque chose qui nous empêche de récupérer notre travail.

Du point de vue de l'ingénieur/e, une évolution lente est un cas limite : celui où les dissipations sont minimisées. Par exemple, le travail qu'il faut investir pour comprimer un gaz jusqu'à 10 bar est minimal lorsque la compression est réversible. De même, une turbine dans laquelle la détente est réversible extraira le maximum de travail d'un fluide comprimé. Et au contraire, dans un amortisseur automobile, on rend les évolutions très irréversibles pour qu'il fournisse lors du chemin retour un travail plus faible qu'à l'aller.

Du point de vue de la physique, le phénomène d'irréversibilité est fascinant. En effet, nous partons de collisions de molécules, un phénomène tout à fait réversible, pour fabriquer une transformation irréversible : une évolution qui ne va que dans un sens ! Pour ramener le gaz dans l'état où il était avant de le comprimer brutalement, nous sommes obligés de lui prendre de la chaleur. Il est surprenant que sans aller à l'encontre des lois de Newton, nous ayons créé une situation où *on ne peut pas revenir en arrière en « faisant l'inverse »*. Existe-t-il d'autres transformations irréversibles ? Peut-on quantifier l'irréversibilité ? Nous tenterons de répondre à ces questions dans les chapitres 7 (*le second principe*) et 8 (*l'entropie*).

« D'où vient l'irréversibilité ? elle ne vient pas des lois de Newton. Si nous partons de l'idée que le comportement de toutes choses doit être en définitive compris en termes des lois de la physique et s'il apparaît également que toutes les équations ont cette propriété fantastique d'avoir une autre solution [valide] lorsque nous remplaçons t par $-t$, alors chaque phénomène est réversible. Comment se fait-il alors que dans la nature, à une grande échelle, les choses ne soient pas réversibles ? »

Richard Feynman, 1963
The Feynman Lectures on Physics
[30, 35]

En attendant, nous admettrons qu'il faut respecter trois conditions pour qu'une évolution soit réversible :

1. L'évolution doit se faire sans friction. Il ne doit pas y avoir de frottement dans les éléments mécaniques (par exemple, entre piston et cylindre).
2. La pression dans le fluide doit être homogène. Le mouvement des parois doit donc être infiniment lent, et le fluide doit évoluer sans turbulence.
3. La différence de température entre le fluide et son environnement doit être infiniment petite. Si de la chaleur est fournie ou rejetée, elle doit donc être transférée de façon infiniment lente.

Ces trois conditions excluent évidemment toute évolution réelle – et en particulier, toute application pratique dans un moteur ! Toutefois, nous les utiliserons pour poser une limite théorique idéale à toutes les évolutions réelles que nous étudierons.

2.5 Quantifier la chaleur avec un système fermé

Au risque de frustrer l'étudiant/e, il nous faut tout de suite avouer que *nous ne savons pas quantifier directement les transferts de chaleur.* Nous allons toujours procéder par déduction : en quantifiant la variation d'énergie, et en y soustrayant les transferts sous forme de travail, on obtient la quantité de chaleur qui a été transférée. Mathématiquement, dans un système fermé, nous ne faisons que réutiliser l'équation 2/1 pour obtenir :

$$Q_{1\to 2} = \Delta U \ - \ W_{1\to 2} \tag{2/11}$$

$$q_{1\to 2} = \Delta u \ - \ w_{1\to 2} \tag{2/12}$$

pour un système fermé.

Toute la difficulté pour quantifier un transfert de chaleur est maintenant de prédire et quantifier le changement de l'énergie interne, ΔU. Pour les gaz, U est quasiment proportionnelle à la température ; pour les liquides et vapeurs, la relation est plus complexe. Nous apprendrons à quantifier l'énergie dans les fluides aux chapitres 4 (*le gaz parfait*) et 5 (*liquides et vapeurs*).

2.6 Un peu d'histoire : le moteur compound

Dans les années 1830, le moteur à vapeur vient de révolutionner le paysage et le réseau économique de la Grande-Bretagne. Tout ou presque y voyage alors par rail : passagers, récoltes, charbon, produits de l'industrie. Ces trains sont tractés par des moteurs à vapeur, aux dimensions monumentales et à l'efficacité déplorable — quatre-vingt dix-sept pourcent de l'énergie dégagée par le charbon est perdue dans les cheminées. Ce n'est pas dramatique : le charbon et l'eau abondent, et il suffit d'arrêts ponctuels le long des lignes de chemin de fer pour réapprovisionner les machines.

Sur les océans par contre, on utilise encore le vent pour se déplacer. Pour pouvoir joindre deux continents au moteur (c'est à dire sans louvoyer !), il faut résoudre deux problèmes.

Le premier est que les moteurs consomment beaucoup d'eau. L'eau de mer, certes abondante, est inutilisable en l'état car les dépôts de sel et de calcaire provoqués lors de son ébullition étouffent les chaudières et entraînent un grave risque d'explosion. Il faut donc la désaliniser si l'on veut l'insérer dans la chaudière, ce qui est très coûteux en énergie.

Le problème sera résolu avec l'utilisation des *condenseurs*, dont les locomotives étaient dispensées par économie de place. Désormais, lorsque la vapeur a effectué son travail dans les cylindres, elle n'est plus simplement jetée dans l'atmosphère, mais refroidie dans de grands condenseurs avant d'être comprimée puis ré-insérée dans la chaudière. L'eau circule donc de façon cyclique à travers tout le moteur – il n'est plus besoin que de pallier les fuites.

Le second problème est plus grave et plus difficile à résoudre : comment augmenter le rendement ? Ce n'est pas qu'une question financière : le premier navire transatlantique à vapeur, le *SS Savannah*, est si inefficace qu'il termine sa traversée à la voile, alors qu'il n'était empli *que* du charbon de son moteur !

Pour augmenter le rendement d'un moteur de capacité donnée, on cherche à augmenter la quantité de travail générée par chaque kilo de vapeur, qui peut être approximée par la relation 2/10 :

$$w_{\mathrm{A}\to\mathrm{B}} = -\int_{\mathrm{A}}^{\mathrm{B}} p \,\mathrm{d}v$$

La première chose à faire est d'augmenter la pression p_A de la vapeur, c'est à dire sa pression avant qu'elle ne débute sa détente dans les cylindres. Ce n'est pas chose facile : augmenter la pression de la chaudière augmente les contraintes structurelles qu'elle subit, donc son coût, et réduit son efficacité car les parois doivent être épaissies et alourdies.

On peut ensuite tenter d'augmenter le Δv, c'est-à-dire la variation totale de volume lors du mouvement du piston. Autrement dit, il faut augmenter le volume balayé par les cylindres. Là encore, ce n'est pas chose facile.



FIGURE 2.16 – *SS Savannah*, première traversée atlantique à vapeur en 1819, terminée à la voile.
Image par Hunter Wood (domaine public, 1819)

D'une part, lorsque l'on augmente le diamètre des cylindres – ce qui augmente l'aire S – on soumet les pistons à une plus grande force F_A, pour une pression p_A donnée (2/5) :

$$p \equiv \frac{F}{S}$$

En augmentant la force transmise, on atteint rapidement les limites structurelles de la mécanique motrice.

D'autre part, lorsque l'on augmente la longueur des cylindres, on rallonge également le moteur et on alourdit considérablement le mécanisme de bielle et vilebrequin. D'autant que la pression et le volume de la vapeur sont liés l'un à l'autre : ils suivent approximativement une relation de type $pv^x = k$ pendant la détente. Autrement dit, plus le volume augmente, plus la pression diminue : au fur et à mesure que l'on rallonge le cylindre, les gains en travail sont de plus en plus faibles.

Le moteur *compound* répond à ce problème en utilisant plusieurs cylindres *en série* (figure 2.17). La vapeur à haute pression déplace d'abord un piston de petit diamètre (limitant ainsi la force exercée sur le mécanisme). Ensuite, elle est transférée dans un autre cylindre, de plus grand diamètre. Celui-ci permet d'obtenir une force identique avec une pression plus basse ; il balaie un plus grand volume.

Ainsi, en augmentant le volume total balayé par la vapeur en expansion, on peut extraire plus de travail de la vapeur compressée, sans surdimensionner le vilebrequin ni surcharger les pistons.

Avec un tel moteur, la marine marchande est capable d'abandonner le cabotage : elle s'empare de cette nouvelle technologie qui connaît un succès immédiat. De deux cylindres en série (*double compound*) on passe à trois, et même parfois quatre (*quadruple compound* !), pour extraire de la vapeur à chaque fois plus d'énergie, sous forme de travail.

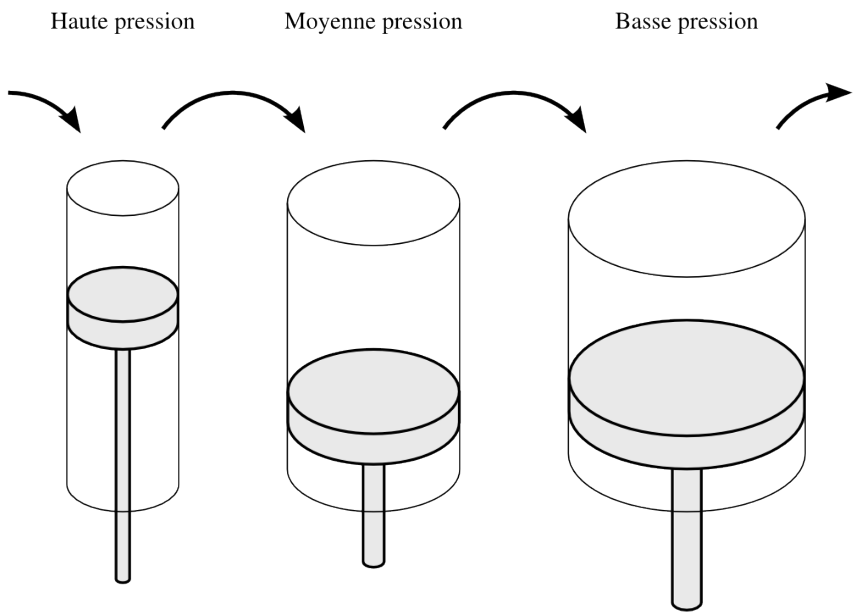


Figure 2.17 – Cylindres en série, dits *compound*.
Schéma CC-by-sa *Olivier Cleynen*

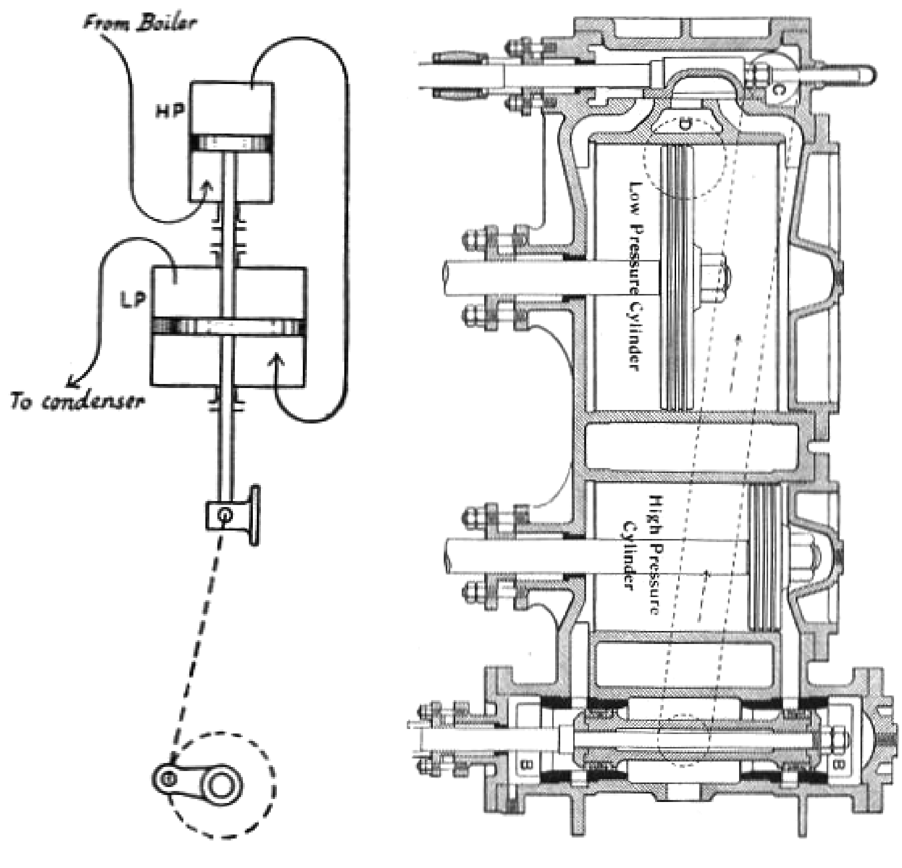


Figure 2.18 – Différents systèmes compound à vapeur.
Images par Prof. William Ripper, 1889 (domaine public)

L'enthousiasme gagne les armateurs, qui se targuent désormais ne plus devoir brûler qu'une feuille de papier pour déplacer une tonne de cargaison sur un mile. Même s'il s'entend que ledit papier est fort épais, l'avancée est faite. Voilà le thé des Indes bientôt dans les tasses londoniennes – l'empire britannique dispose à partir de ce moment des machines dont avait besoin son formidable réseau économique.

2.7 Exercices

E 2.1 Évolutions simples

(un exercice simplement destiné à mettre en pratique les conventions de signe et le vocabulaire du cours)

Une masse de 400 g d'eau est placée dans un réservoir hermétique. Elle suit une évolution pendant laquelle elle reçoit 50 kJ kg^{-1} de chaleur et voit son énergie interne augmenter de 4 kJ.

1. A-t-elle reçu ou fourni du travail, et en quelle quantité ?

On fournit ensuite à cette même masse un travail de 800 J de manière adiabatique.

2. Quelle est la variation de son énergie interne spécifique ?

E 2.2 Évolutions arbitraires d'un gaz en laboratoire

Une masse de 80 g d'hélium est contenue dans un cylindre de 0,04 m^3. Le gaz est d'abord refroidi de façon réversible à pression constante jusqu'à 0,02 m^3 et 2 bar ; puis réchauffé à volume constant jusqu'à 4 bar.

1. Tracez l'évolution sur un diagramme pression-volume.
2. Quel est le travail fourni ou reçu par le gaz ?

E 2.3 Suspension pneumatique de camion

Le système de suspension pneumatique d'une remorque de camion peut être modélisé avec un cylindre d'air. Lorsque la remorque est chargée, le piston fixé à la remorque descend à l'intérieur du cylindre qui est fixé à l'arbre des roues, écrasant l'air qui y est prisonnier (figure 2.19).

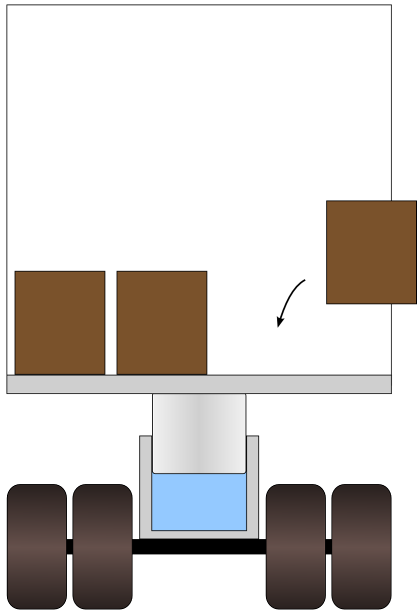


FIGURE 2.19 – Modélisation schématique d'un système de suspension pneumatique de camion. Le piston, au centre, comprime une masse d'air (en bleu) lorsque la remorque est chargée.

Schéma CC-0 o.c.

Dans un premier temps on charge le camion très progressivement. L'air à l'intérieur du cylindre ne perd ni reçoit de chaleur. Ses caractéristiques évoluent alors selon la relation $pv^{1,4} = 5{,}438 \cdot 10^4$ (en unités SI).

La compression commence à $p_A = 2{,}5$ bar. Lorsque le chargement est terminé, la pression est montée à $p_B = 10$ bar.

1. Représentez l'évolution du gaz pendant le chargement sur un diagramme pression-volume, de façon qualitative (c'est-à-dire sans représenter les valeurs numériques).
2. Le travail W effectué par une force $\vec{F}$ sur un déplacement $\vec{l}$ s'exprime selon

$$W \equiv \vec{F} \cdot \vec{l} \qquad (1/11)$$

   À partir de cette équation, exprimez le travail effectué sur un corps de masse fixe en fonction de son volume spécifique et de sa pression interne.
3. Combien d'énergie le gaz a-t-il reçu pendant le chargement ?
4. Quelle énergie le gaz fournirait-il en retour si le camion était déchargé très progressivement ?

On décharge brutalement le camion et le piston remonte rapidement jusqu'à ce que la pression finale p_C redescende à sa valeur initiale $p_C = p_A = 2{,}5$ bar.

4. Représentez l'évolution sur le diagramme pression-volume précédent, de façon qualitative.
5. Que peut-on faire pour ramener le gaz à l'état exact où il était avant le chargement ?

E 2.4 Compresseur à air

Dans un petit compresseur à air (figure 2.20), un piston comprime lentement et sans frottement une masse fixe d'air. Le cylindre est muni d'aubes, qui permettent de dissiper de la chaleur. Ainsi, la compression se fait à énergie interne constante.

On dépense, pour la compression de l'air, un travail de 150 kJ kg^{-1}.

1. Quel est le transfert de chaleur pendant la compression ?

Avant de commencer la compression, l'air est à pression et masse volumique atmosphériques (1 bar ; 1,2 kg m^{-3}). Le diamètre du cylindre est de 5 cm et sa profondeur intérieure est de 15 cm.

2. Quelle est la masse d'air incluse dans le cylindre ?

Pendant la compression, on observe que la pression et le volume spécifique sont liés par la relation $pv = k$ (où k est une constante).

3. À quelle pression va-t-on pouvoir mener l'air à la fin de la compression ?

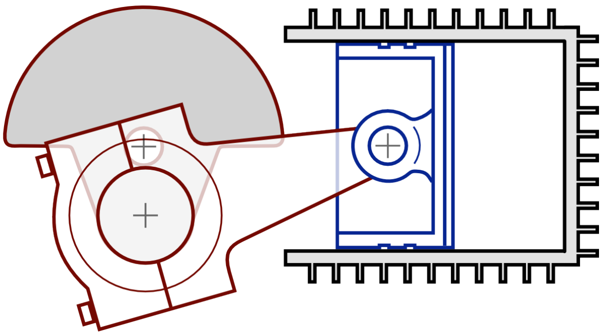


Figure 2.20 – Schéma de coupe d'un petit compresseur à air à piston. Les soupapes d'admission et de sortie ne sont pas représentées.

Schéma *Christophe Dang Ngoc Chan & Olivier Cleynen*

E 2.5 Cycle d'un moteur à essence

On souhaite étudier le fonctionnement d'un moteur à essence à quatre cylindres (figure 2.21). Comme tous les moteurs thermiques alternatifs, il dégage du travail en faisant varier la pression et le volume de petites quantités d'air emprisonnées dans ses cylindres. Nous simplifions ici les détails de son fonctionnement pour le réduire au cas idéal, dans lequel les évolutions sont toutes réversibles.

Le moteur a pour cylindrée 1,1 L ; il est muni de quatre cylindres de diamètre 7 cm et a un taux de compression



Figure 2.21 – Pistons et cylindres d'un moteur automobile découpé.

Photo *par l'utilisateur·rice Commons Mj-bird*

(rapport entre volumes maximum et minimum dans un cylindre) de 7,9. L'air pénètre dans le moteur aux conditions atmosphériques (1 bar, 0,84 m^3 kg^{-1}).

Nous pouvons décrire un cycle à l'intérieur d'un cylindre avec les quatre étapes suivantes :

De A à B l'air est comprimé de façon adiabatique réversible depuis le point mort bas jusqu'au point mort haut. Pendant cette évolution, nous savons que ses propriétés sont liées par la relation $p\, v^{k_1} = k_2$. En B, la pression a atteint 16,97 bar.

De B à C il est chauffé à volume constant (comme si le piston était immobilisé), jusqu'à ce que la pression atteigne 75 bar. En mesurant la température on constate que son énergie interne spécifique augmente de 1 453,3 kJ kg^{-1}.

De C à D l'air est détendu de façon adiabatique réversible depuis le point mort haut jusqu'au point mort bas. Ses propriétés sont liés par la relation $p\, v^{k_1} = k_3$.

De D à A il est refroidi à volume constant (comme si le piston était immobilisé), jusqu'à retrouver ses propriétés en A.
(En pratique, cette phase de refroidissement a lieu hors du moteur, dans l'atmosphère. Elle peut toutefois être modélisée ainsi sans induire d'erreur.)

1. Représentez le cycle suivi par l'air sur un diagramme pression-volume, de façon qualitative.
2. Quelle est la masse d'air présente dans un cylindre ?

   indice : $V_{\text{cylindrée}} = 4(V_{\text{cylindre max.}} - V_{\text{cylindre min.}}) = 4(V_{\text{point mort bas}} - V_{\text{point mort haut}})$

3. Quel est le travail spécifique reçu par l'air pendant la compression (de A à B) ?
4. Quelle est la chaleur spécifique reçue par l'air pendant la combustion (de B à C) ?
5. Quel est le travail spécifique dégagé par l'air pendant la détente (de C à D) ?
6. Quelle est la chaleur spécifique rejetée par l'air pendant la phase de refroidissement ?
7. Quelle est l'efficacité du moteur, c'est à dire le rapport entre le travail net dégagé pendant le cycle et la chaleur fournie pendant la combustion ?
8. Combien faut-il effectuer de cycles par seconde pour que le moteur dégage une puissance de 80 ch (58,84 kW) ?

E 2.6 Travail dans un moteur Diesel

Nous étudions le fonctionnement d'un moteur alternatif à quatre cylindres en modélisant son fonctionnement dans le cas le plus favorable, c'est à dire avec des évolutions très lentes (parfaitement réversibles).

À l'intérieur du bloc moteur schématisé en figure 2.22, quatre pistons liés à l'axe moteur par un vilebrequin (non représenté) sont en mouvement. L'évolution est différente dans chaque cylindre :

Cylindre A : compression (l'air restant prisonnier du cylindre).
La compression de l'air débute à 0,8 bar et ses y sont liées par la relation $pV^{1,3} = k_1$.

Cylindre B : admission.
L'air est admis à pression constante de 0,8 bar.

Cylindre C : échappement.
L'air est rejeté à pression constante de 1,1 bar.

Cylindre D : détente.
L'air à haute pression et température est prisonnier du cylindre ; ses propriétés sont aussi reliées par la relation $pV^{1,3} = k_2$.

Bien sûr, le rôle de chaque cylindre change deux fois par tour. Nous étudions ici les transferts de travail sur un demi-tour moteur.

Même si les cylindres B et C ne sont pas des systèmes fermés, pour les besoins de l'exercice nous pouvons modéliser leurs évolutions comme si c'était le cas, sans induire d'erreur.

Les conditions atmosphériques sont de 1 bar et 1,225 kg m^{-3}. La cylindrée du moteur est de 1,5 L et le taux de compression (c'est à dire le rapport des volumes minimal et maximal au sein de chaque cylindre) est de 22.

1. Représentez l'évolution dans chacun des cylindres sur un même diagramme pression-volume, de façon qualitative.

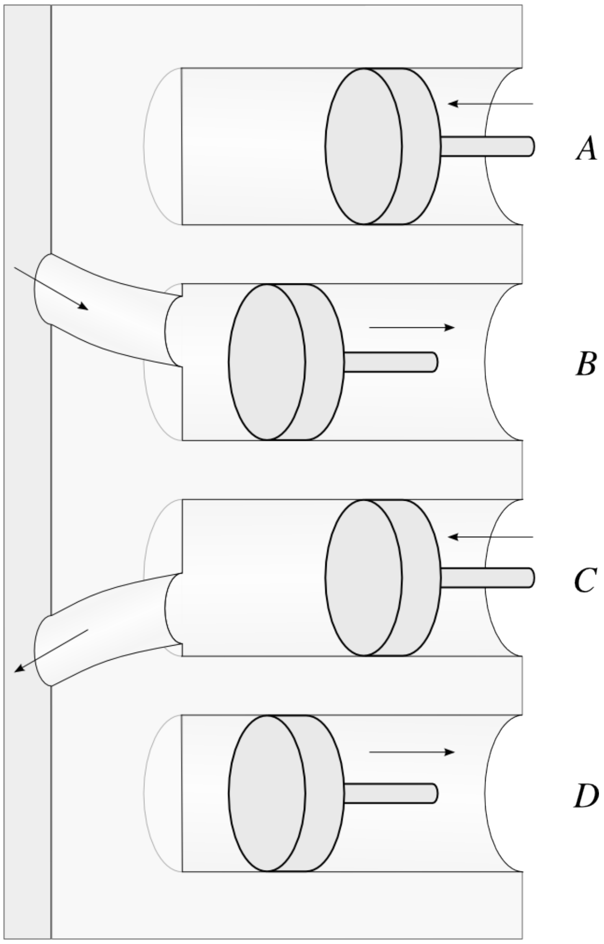


FIGURE 2.22 – Représentation schématique du fonctionnement d'un moteur à quatre cylindres. Les pistons A et C sont en remontée, et les pistons B et D sont en descente. Ils sont tous les quatre liés au même axe moteur, non représenté ici.

Schéma CC-BY-SA *Olivier Cleynen*

2. Quelle est l'énergie nécessaire pour déplacer les cylindres B et C ?
3. Quelle est l'énergie reçue par le gaz dans le cylindre A ?

On souhaite que le moteur développe une puissance de 30 kW à vitesse de 2 000 tours/min. Ses pertes mécaniques sont de l'ordre de 15 %.

4. Quel est le travail qui doit être développé par le cylindre D pendant la détente ?
5. Quelle doit être la pression générée dans le cylindre D par la combustion, pour que la détente dégage suffisamment d'énergie pour faire fonctionner le moteur ?

E 2.7 Prendre de la chaleur où il fait plus froid

Un/e étudiant/e tente une expérience avec un peu d'air dans un cylindre, dont il/elle contrôle le volume avec un piston. Le but est de prélever de la chaleur à l'extérieur, où la température est basse, pour la rejeter à l'intérieur de la pièce.

La masse d'air emprisonnée dans le cylindre est de $6 \cdot 10^{-3}$ kg.

Au départ, l'air dans le cylindre occupe un volume de 0,5 L. La pression et la température sont celles de la pièce (1 bar ; 18 °C).

de A à B L'étudiant/e isole bien le cylindre avec un isolant thermique, et détend lentement le gaz en augmentant son volume jusqu'à 4,5 L. Nous savons [1] que, pendant ce type de détente, la pression et le volume sont liés par la relation

$$pv^{1,4} = k_2$$

où k_2 est une constante.

La température du gaz chute dramatiquement pendant la détente – en B le thermomètre indique finalement $T_B = 121$ K.

de B à C L'étudiant/e fixe le volume du cylindre en bloquant mécaniquement le piston, retire l'isolant thermique, et pose le cylindre au dehors du bâtiment (température extérieure : −5 °C). La température et la pression du gaz remontent doucement.

de C à A Lorsque la pression atteint 1 bar précisément, la température de l'air est indiquée à $T_C = 262$ K.

L'étudiant/e souhaite revenir aux conditions de départ (en réduisant le volume jusqu'au volume initial) en gardant la pression constante à 1 bar.

.

1. Schématisez l'évolution sur un diagramme pression-volume.
2. Montrez que lors d'une évolution réversible d'un sytème fermé dont les propriétés sont liées par une relation de type $pv^{k_1} = k_2$ (où $k_1 \neq 1$ et k_2 sont des constantes), le travail spécifique développé est :

$$w_{A\to B} = \frac{p_B v_B - p_A v_A}{k_1 - 1}$$

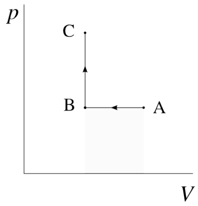
3. Quel est le travail spécifique fourni par le gaz pendant la détente ?
4. La capacité thermique de l'air lorsque l'on bloque son volume est égale à 718 J kg^{-1} K^{-1}. Quelle quantité de chaleur a-t-elle été rejetée ou prélevée de l'air extérieur ?
5. Quelle quantité de travail sera nécessaire pour effectuer le retour C→ A à pression constante ?
6. Sur l'entièreté du cycle, l'étudiant/e aura-t-il/elle dépensé ou reçu du travail ?
7. [question difficile] Le chemin du retour à pression constante nécessite un transfert de chaleur. Dans quel sens, et en quelle quantité ? Pourquoi ce transfert ne peut-t-il (malheureusement) pas être entièrement effectué à l'intérieur du bâtiment ?

1. Nous verrons d'où vient cette relation et apprendrons à calculer la température T_B au chapitre 4 (*le gaz parfait*).

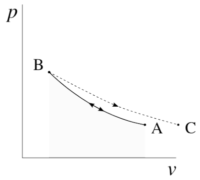
Résultats

E 2.1 1) $W_{A\to B} = \Delta U - mq_{A\to B} = -16\,\text{kJ}$ (donc un travail fourni)

2) $\Delta u = q_{B\to C} + w_{B\to C} = 0 + \frac{W_{B\to C}}{m} = +2\,\text{kJ}\,\text{kg}^{-1}$.



E 2.2 2) $W_{A\to C} = W_{A\to B} + W_{B\to C} = -p_{\text{cste.}}\,[V]_{V_A}^{V_B} + 0 = +4\,\text{kJ}$



E 2.3 2) voir §1.3 p.8 & §2.4.1 p.30

3) $v_A = 0{,}336\,\text{m}^3\,\text{kg}^{-1}$ et $v_B = 0{,}125\,\text{m}^3\,\text{kg}^{-1}$; ainsi $w_{A\to B} = -k\left[\frac{1}{-0{,}4}v^{-0{,}4}\right]_{v_A}^{v_B} = +102{,}1\,\text{kJ}\,\text{kg}^{-1}$.

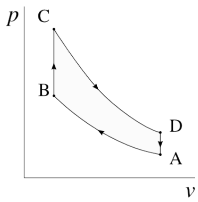
4) $w_{B\to A} = -w_{A\to B}$

5) Un refroidissement à pression constante, par exemple.

E 2.4 1) $q_{A\to B} = \Delta u - w_{A\to B} = -w_{A\to B}$.

2) $m = \frac{V_A}{v_A} = 3{,}534 \cdot 10^{-4}\,\text{kg}$

3) $\frac{v_B}{v_A} = \exp\left[-\frac{w_{A\to B}}{k}\right]$; ainsi $p_B = p_A\frac{v_A}{v_B} = 6{,}05\,\text{bar}$



E 2.5 2) $V_A = 3{,}149 \cdot 10^{-4}\,\text{m}^3$; ainsi $m_A = \frac{V_A}{v_A} = 3{,}748 \cdot 10^{-4}\,\text{kg}$

3) $k_1 = 1{,}3699$ et $k_2 = 7{,}8753 \cdot 10^4\,\text{u.SI}$; ainsi $w_{A\to B} = -k_2\left[\frac{1}{-k_1+1}v^{-k_1+1}\right]_{v_A}^{v_B} = +260{,}7\,\text{kJ}\,\text{kg}^{-1}$.

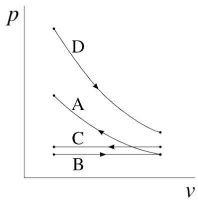
4) $q_{B\to C} = \Delta u - w_{B\to C} = \Delta u - 0 = +1\,543{,}3\,\text{kJ}\,\text{kg}^{-1}$

5) $w_{C\to D} = -k_3\left[\frac{1}{-k_1+1}v^{-k_1+1}\right]_{v_C}^{v_D} = -\frac{k_3}{k_2}w_{A\to B} = -\frac{p_C}{p_B}w_{A\to B} = -1\,152{,}2\,\text{kJ}\,\text{kg}^{-1}$

6) $q_{D\to A} = -w_{A\to B} - q_{B\to C} - w_{C\to D} = -651{,}8\,\text{kJ}\,\text{kg}^{-1}$

7) $\eta_{\text{moteur}} = \left|\frac{w_{A\to B}+w_{C\to D}}{q_{B\to C}}\right| = 57{,}8\,\%$ (très honorable)

8) $f = \frac{\dot{W}_{\text{moteur}}}{m_A\,(w_{A\to B}+w_{C\to D})} = 176{,}1\,\text{Hz}$ (176 combustions par seconde), soit environ 5 300 toursparminute avec un moteur quatre cylindres à quatre temps.



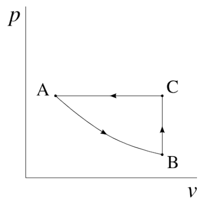
E 2.6 2) $W_{\text{cyl. B}} = -p_B\,[V]_{V_{\text{min.}}}^{V_{\text{max.}}} = -p_B\left(\frac{V_{\text{cylindrée}}}{4}\right) = -30\,\text{J}$; $W_{\text{cyl. B}} = -41{,}3\,\text{J}$

3) $V_{A1} = \frac{22}{21\times 4}V_{\text{cylindrée}} = 3{,}9286 \cdot 10^{-4}\,\text{m}^3$ et $V_{A2} = \frac{V_{A1}}{22} = 1{,}7857 \cdot 10^{-5}\,\text{m}^3$. Ainsi, $k_1 = 2{,}9895\,\text{u.SI}$, et enfin $W_{\text{cyl. A}} = \frac{k_1}{0{,}3}\left(V_{A2}^{-0{,}3} - V_{A1}^{-0{,}3}\right) = +185{,}5\,\text{J}$.

4) $\dot{n} = 2\,000\,\text{rpm} = 33{,}3\,\text{rps}$: il y a donc 66,7 évolutions par seconde ($f = 66{,}7\,\text{Hz}$). On obtient $W_{4\text{ cylindres}} = \frac{1}{f}\frac{1}{\eta_{\text{méca.}}}\dot{W}_{\text{moteur}}$; et enfin $W_{\text{cyl. D}} = W_{4\text{ cylindres}} - W_{\text{cyl. A}} - W_{\text{cyl. B}} - W_{\text{cyl. C}} = -726{,}2\,\text{J}$.

5) On calcule k_2 à partir de $W_{\text{cyl. D}}$, et on obtient $p_{D1} = 173{,}9\,\text{bar}$.

E 2.7



3) Ayant obtenu $p_B = 4{,}61 \cdot 10^{-2}$ bar, on calcule $W_{A\to B} = \frac{p_B V_B - p_A V_A}{k_1 - 1} = -73{,}14\,\text{J}$.

4) $Q_{B\to C} = mc_v \Delta T = +607{,}4\,\text{J}$

5) $W_{C\to A} = +400\,\text{J}$ (facile!)

5) $W_{cycle} = +326{,}86\,\text{J}$, donc une dépense de l'étudiant/e.

6) $Q_{C\to A} = -934{,}26\,\text{J}$

7) C'est une histoire de température…

CHAPITRE 3

Les systèmes ouverts

Le chapitre en bref

*Un système ouvert est traversé par un débit de masse. Les transferts de chaleur et travail y font varier l'*enthalpie *du fluide. Pour que le travail puisse être réversible, il faut un mouvement infiniment lent.*

❇

Dans le précédent chapitre, nous avons quantifié les échanges d'énergie au sein des systèmes fermés. Ce chapitre 3 (*les systèmes ouverts*) a pour but de répondre à une question similaire : comment quantifier les transferts d'énergie au sein d'un système lorsqu'il est traversé par un flux de masse ?

3.1 Pourquoi utiliser un système ouvert ?

Dans de nombreuses machines, le fluide utilisé pour transférer de la chaleur et du travail circule de façon continue. Il peut alors être difficile d'identifier une quantité de masse fixe pour en faire un système fermé et y quantifier les transferts d'énergie. Par exemple, dans une tuyère de turboréacteur, l'air se détend et accélère continûment : à un instant donné il n'y a pas de volume identifiable qui aurait *une* vitesse ou *une* pression particulière.

L'emploi d'un système ouvert nous est très utile pour comptabiliser l'énergie dans les flux. Plutôt que de séparer les étapes dans le temps (par exemple avant et après une compression) nous allons quantifier les transferts de travail et de chaleur en séparant les étapes dans l'espace (par exemple en amont et en aval du compresseur).

3.2 Conventions de comptabilité

3.2.1 Le système ouvert

Nous appelons *système ouvert* un sujet d'étude arbitraire dont les frontières sont perméables à la masse (figure 3.1). En général, son volume peut changer, et il peut posséder plusieurs entrées et sorties, chacune avec un débit et une pression différents.

« Les difficultés de construction qui doivent être surmontées dans un moteur à gaz puissant, à cause des pressions énormes sur les pistons et de la dilatation des culasses (gare aux fissures !) sont bien connues. Une turbine à gaz sûre serait, de ce point de vue, une amélioration. »

Aurel Stodola, 1904
Die Dampfturbinen [26, 27]

Dans notre étude de la thermodynamique, nous n'allons utiliser que des systèmes ouverts :

— de volume fixe ;

— ne possédant qu'une seule entrée et qu'une seule sortie ;

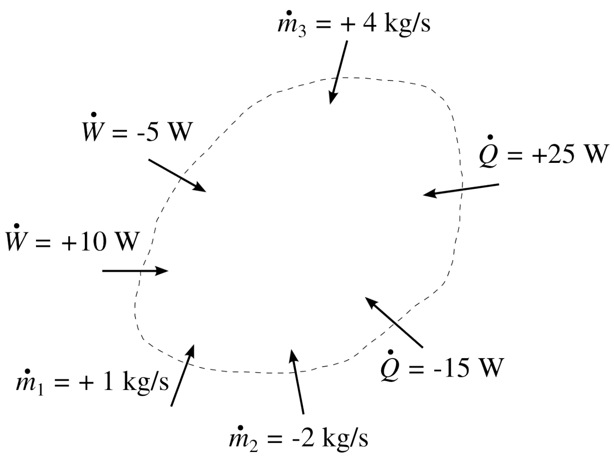


FIGURE 3.1 – Conventions de signe pour un système ouvert. Les flux entrants sont positifs, les flux sortants sont négatifs ; ils sont tous représentés avec des flèches rentrantes.

Schéma CC-0 O.C.

— traversés par un débit de masse $\dot{m}$ constant (positif par convention).

Ces systèmes sont dits en *régime continu*[1].

3.2.2 Conventions de signe

Tout comme pour les systèmes ouverts, nous allons nous placer du point de vue du système pour quantifier les transferts :

— La réception de travail, de chaleur ou de masse se traduit par un transfert *positif* ;

— La perte de travail, de chaleur ou de masse se traduit par un transfert *négatif*.

Nous additionnons donc tous les transferts comme sur un relevé de compte en banque.

3.3 Le premier principe dans un système ouvert

Nous avons vu que dans un système fermé le principe de conservation de l'énergie se traduisait par l'expression $q + w = \Delta u$ (2/1). Dans un système ouvert, la situation est un peu différente et nous devons tenir compte d'autres formes d'énergie.

3.3.1 Entrer et sortir du système : le travail d'écoulement

Imaginons un système ouvert en régime continu contenant une petite pompe à eau. Pour insérer l'eau dans la pompe à une pression donnée, il faut fournir de l'énergie au système. Au contraire, pour repousser l'eau à l'extérieur (à une pression plus haute), le système doit fournir de l'énergie. Comment quantifier cette énergie ?

Considérons le cas d'un *élément de fluide* (c'est-à-dire une petite quantité de fluide en transit, de volume $V_{\text{élément}}$) qui pénètre à l'intérieur de notre système à la pression p_1 (figure 3.2).

Le travail $W_{\text{insertion}}$ reçu par le système lorsque l'élément est poussé à travers l'insertion est :

$$W_{\text{insertion}} = p_1 \, V_{\text{élément}} \tag{3/1}$$

où $W_{\text{insertion}}$ est le travail d'insertion (J),
et $V_{\text{élément}}$ est le volume de l'élément de fluide (m^3).

Si un tel volume de fluide pénètre chaque seconde dans le système, alors ce dernier reçoit une puissance sous forme de travail, que nous nommons *puissance d'insertion*, $\dot{W}_{\text{insertion}}$. Nous l'exprimons parfois sous forme spécifique (§1.1.5) :

$$\dot{W}_{\text{insertion}} = p_1 \, \dot{V}_1 = \dot{m}_1 \, p_1 \, v_1 = \dot{m} \, p_1 \, v_1 \tag{3/2}$$

$$w_{\text{insertion}} = p_1 \, v_1 \tag{3/3}$$

1. On dit aussi parfois *régime permanent* ou *stationnaire*.

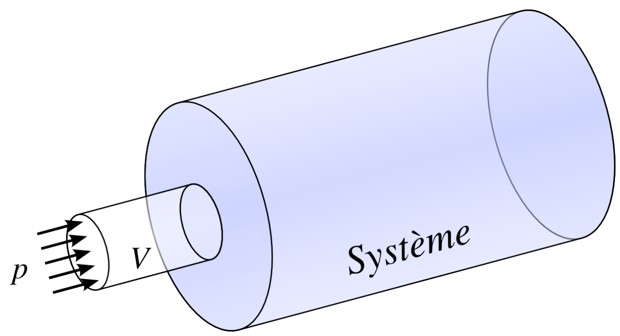


FIGURE 3.2 – Un élément de fluide de volume $V_{\text{élément}}$ pénétrant à la pression p dans le système ouvert.

Schéma CC-0 O.C.

où $\dot{W}_{\text{insertion}}$ est la puissance d'insertion (W),
$w_{\text{insertion}}$ est la puissance spécifique d'insertion (J kg^{-1}),
$\dot{m}_1$ est le débit net de masse en 1 (kg s^{-1}),
$\dot{m}$ est le débit de masse traversant le système (toujours positif, kg s^{-1}),
$\dot{V}_1$ est le débit volumique de fluide ($\text{m}^3\,\text{s}^{-1}$)
et v_1 est le volume spécifique du fluide à l'entrée ($\text{m}^3\,\text{kg}^{-1}$).

De la même façon, pour que le fluide sorte du système à son autre extrémité, il faut que le système fournisse continûment une puissance nommée *puissance d'extraction* :

$$\dot{W}_{\text{extraction}} = -p_2\,\dot{V}_2 = \dot{m}_2\,p_2\,v_2 = -\dot{m}\,p_2\,v_2 \quad (3/4)$$

$$w_{\text{extraction}} = -p_2\,v_2 \quad (3/5)$$

où le débit sortant $\dot{m}_2$ (négatif) est exprimé en fonction du débit $\dot{m}$ traversant le système (toujours positif, kg s^{-1}).

La somme nette de ces deux puissances aux frontières est nommée *puissance d'écoulement*, $\dot{W}_{\text{écoulement}} \equiv \dot{W}_{\text{insertion}} + \dot{W}_{\text{extraction}}$. Son signe dépend des conditions d'opération – l'étudiant/e est encouragé/e à se représenter et à formuler les conditions dans lesquelles la puissance d'écoulement peut être négative, nulle, ou positive.

3.3.2 Bilan énergétique

Essayons de concevoir un système ouvert en régime continu de la façon la plus générale possible, comme représenté en figure 3.3. Nous allons maintenant y comptabiliser tous les transferts d'énergie.

Lorsqu'il pénètre dans le système, le fluide possède déjà une énergie interne u_1 ; le système voit donc son énergie interne augmenter avec la puissance $\dot{U}_1$:

$$\dot{U}_1 = \dot{m}\,u_1 \quad (3/6)$$

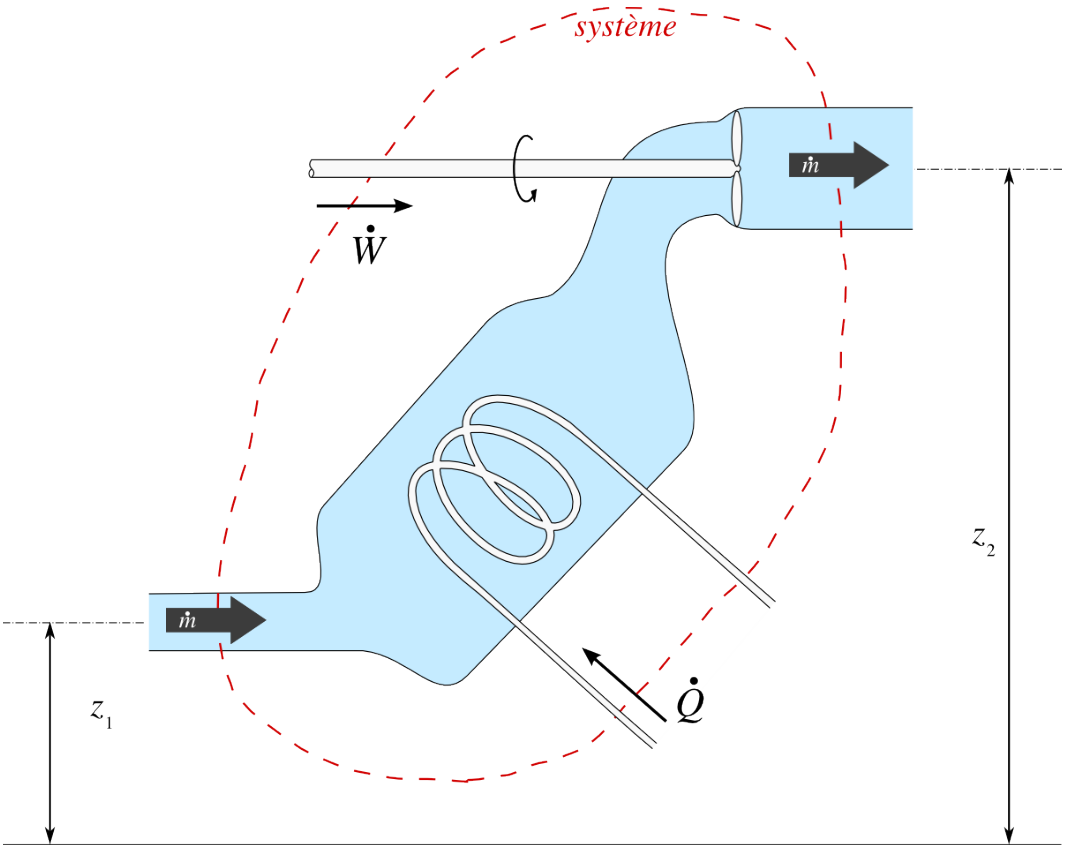


Figure 3.3 – Système ouvert arbitraire. Le système (dont les frontières sont en pointillés, en rouge) est traversé de gauche à droite par le fluide qui circule avec un débit de masse $\dot{m}$ constant. Il reçoit une puissance $\dot{W}_{1\to2}$ sous forme de travail et une puissance $\dot{Q}_{1\to2}$ sous forme de chaleur.

Schéma CC-0 o.c.

De même, le fluide possède une quantité d'énergie mécanique spécifique $e_{\text{méca1}}$ (1/9) et le système reçoit donc également une puissance $\dot{E}_{\text{méca1}}$:

$$\dot{E}_{\text{méca1}} = \dot{m}\, e_{\text{méca1}} = \dot{m} \left(\frac{1}{2}\, C_1^2 + g\, z_1 \right) \tag{3/7}$$

Ces expressions 3/6 et 3/7 sont de signe opposé à la sortie du système, où nous leur attribuons l'indice 2.

Nous avons donc fait le tour des formes d'énergie que l'on peut observer dans un système ouvert : travail d'écoulement, énergie interne, et énergie mécanique. Puisque le premier principe stipule que l'énergie est indestructible (§1.1.2), l'ajout d'une puissance $\dot{Q}$ sous forme de chaleur ou $\dot{W}$ sous forme de travail ne peut faire varier que ces trois formes-là. Cela se traduit par l'équation :

$$\dot{Q}_{1\to2} + \dot{W}_{1\to2} + \left(\dot{W}_{\text{insertion}} + \dot{U}_1 + \dot{E}_{\text{méca1}} \right) + \left(\dot{W}_{\text{extraction}} + \dot{U}_2 + \dot{E}_{\text{méca2}} \right) = 0 \tag{3/8}$$

où tous les termes sont exprimés en watts.

Nous pouvons ré-exprimer l'équation 3/8 en fonction de grandeurs directement mesurables :

$$\dot{Q}_{1\to2} + \dot{W}_{1\to2} + \dot{m}\ \left(p_1\ v_1 + u_1 + \frac{1}{2}C_1^2 + g\ z_1\right) = \dot{m}\ \left(p_2\ v_2 + u_2 + \frac{1}{2}C_2^2 + g\ z_2\right) \tag{3/9}$$

ou encore :

$$\dot{Q}_{1\to2} + \dot{W}_{1\to2} = \dot{m}\left[\Delta u + \Delta(pv) + \frac{1}{2}\Delta\left(C^2\right) + g\ \Delta z\right] \tag{3/10}$$

$$q_{1\to2} + w_{1\to2} = \Delta u + \Delta(pv) + \Delta e_{\text{méca.}} \tag{3/11}$$

où les symboles Δ indiquent la variation des propriétés entre les points 1 et 2 du système.

Les équations 3/9 et 3/11 sont extrêmement utiles en thermodynamique, puisqu'elles permettent de quantifier par déduction les puissances en jeu dans les écoulements. Elles nous permettent notamment de prédire les propriétés du fluide à la sortie d'un dispositif dont on connaît la puissance mécanique et les émissions de chaleur. Par exemple, on peut connaître l'énergie restante dans l'air à la sortie d'une turbine dont on connaît la puissance.

Exemple 3.1

Un compresseur de turboréacteur admet $1{,}5\,\mathrm{kg\,s^{-1}}$ d'air à une pression de $0{,}8\,\mathrm{bar}$, énergie interne de $192{,}5\,\mathrm{kJ\,kg^{-1}}$ et volume spécifique de $0{,}96\,\mathrm{m^3\,kg^{-1}}$. Il compresse l'air jusqu'à $30\,\mathrm{bar}$, le restituant avec une énergie interne de $643{,}1\,\mathrm{kJ\,kg^{-1}}$ et un volume spécifique de $8{,}57 \cdot 10^{-2}\,\mathrm{m^3\,kg^{-1}}$. La vitesse et l'altitude de l'air sont inchangés.

Quelle est la puissance du compresseur, si ses transferts de chaleur sont négligeables ?

Nous appliquons l'équation 3/10 pour obtenir : $\dot{W}_{1\to2} = -\dot{Q}_{1\to2} + \dot{m}\left[\Delta u + \Delta(pv) + \frac{1}{2}\Delta\left(C^2\right) + g\ \Delta z\right] = 0 + \dot{m}\left[\Delta u + \Delta(pv) + 0 + 0\right] = 1{,}5\left[(643{,}1 \cdot 10^3 - 192{,}5 \cdot 10^3) + (30 \cdot 10^5 \times 8{,}57 \cdot 10^{-2} - 0{,}8 \cdot 10^5 \times 0{,}96)\right] = +9{,}464 \cdot 10^5\,\mathrm{W} = +946{,}4\,\mathrm{kW}$.

☞ La seule difficulté dans l'application de cette équation concerne la bonne conversion des unités. Il faut toujours convertir les pressions et énergies depuis leurs unités usuelles vers des unités SI.

☞ La puissance est positive, ce qui ne nous surprend pas puisque l'air *reçoit* le travail. Dans une turbine, le travail serait négatif.

3.3.3 L'enthalpie

Dans de très nombreux cas, les termes u et pv varient de la même façon avec l'état du fluide [1]. Pour simplifier leur utilisation dans les calculs, ils sont souvent regroupés en un seul terme.

Nous nommons la somme des termes u et pv l'*enthalpie spécifique*, et lui attribuons le symbole h :

$$h \equiv u + p\,v \tag{3/12}$$

où les termes sont exprimés en $\mathrm{J\,kg^{-1}}$.

Bien sûr, l'*enthalpie* H se définit simplement comme :

$$H \equiv m\,h \tag{3/13}$$

où H est mesurée en joules (J).

En pratique, le terme *enthalpie* est souvent utilisé même s'il s'agit d'enthalpie massique ; le symbole et le contexte permettent de préciser de quelle variable il s'agit.

En faisant usage du concept d'enthalpie, les équations 3/9 et 3/11 s'allègent pour devenir :

$$\dot{Q}_{1\to2} + \dot{W}_{1\to2} = \dot{m}\left(\Delta h + \Delta e_{\text{méca.}}\right) \tag{3/14}$$

$$q_{1\to2} + w_{1\to2} = \Delta h + \Delta e_{\text{méca.}} \tag{3/15}$$

« La diminution de la teneur en chaleur est égale à la valeur équivalente en chaleur du “travail utile” reçu, plus la chaleur transmise à l'extérieur plus l'augmentation en énergie cinétique par kilogramme de vapeur. »

Aurel Stodola, 1904
(où la « teneur en chaleur » λ n'est pas encore nommée *enthalpie*)
Die Dampfturbinen [26, 27]

Nous voyons ainsi que dans un système ouvert, les transferts de chaleur et de travail font varier *l'enthalpie* du fluide, et non seulement son énergie interne comme dans un système fermé.

Exemple 3.2

Dans une tuyère, l'air est détendu sans transfert de travail ni de chaleur. Il entre avec une enthalpie spécifique de $776\,\mathrm{kJ\,kg^{-1}}$ et une vitesse de $30\,\mathrm{km/h}$ et ressort à même altitude, avec une enthalpie de $754\,\mathrm{kJ\,kg^{-1}}$.

Quelle est la vitesse d'éjection de l'air ?

Nous partons de l'équation 3/15 :

$$\begin{aligned} q_{1\to2} + w_{1\to2} &= \Delta h + \Delta e_{\text{méca.}} \\ \Delta e_{\text{méca.}} &= -\Delta h + 0 + 0 \\ \frac{1}{2}\left(C_2^2 - C_1^2\right) &= -\Delta h \\ C_2 &= \left[-2\,\Delta h + C_1^2\right]^{\frac{1}{2}} \end{aligned}$$

1. Nous verrons dans le prochain chapitre que dans le cas d'un gaz parfait, ils sont tous deux proportionnels à la température.

Ainsi $C_2 = \left[-2 \times (754 \cdot 10^3 - 776 \cdot 10^3) + \left(\frac{30}{3{,}6}\right)^2\right]^{\frac{1}{2}} = 209{,}9\,\mathrm{m\,s^{-1}} = 755{,}7\,\mathrm{km\,h^{-1}}$.

☞ Attention aux conversions : dans les équations, les vitesses et énergies sont toujours en unités SI.

3.4 Quantifier le travail avec un système ouvert

3.4.1 Travail d'un fluide en évolution lente

Nous avons vu que lorsque le fluide évolue lentement, le travail effectué par un système fermé est quantifiable en effectuant l'intégrale $-\int p\,\mathrm{d}v$ (2/10). Avec un système ouvert, l'expression est un peu différente. Pour la développer, nous nous proposons d'étudier la compression en continu d'un fluide qui traverse un compresseur.

Pour cela, observons tout d'abord la transformation d'une quantité de masse fixe m_A circulant dans le compresseur (figure 3.4). En passant entre les pales en mouvement, sa pression varie de $\mathrm{d}p$ et son volume de $\mathrm{d}v$. Il s'agit simplement d'un système fermé qui se déplace : comme le fluide évolue très lentement (évolution réversible), le travail $\mathrm{d}w_{m_\mathrm{A}}$ qu'elle reçoit sera :

$$\mathrm{d}w_{m_\mathrm{A}} = -p\,\mathrm{d}v \tag{3/16}$$

Maintenant, observons le déroulement de ce *même* phénomène du point de vue d'un système ouvert (figure 3.5). Quelle puissance spécifique $\mathrm{d}w_{\mathrm{S.O.}}$ faut-il donner au compresseur pour que chaque particule de fluide reçoive un travail $\mathrm{d}w_{m_\mathrm{A}}$?

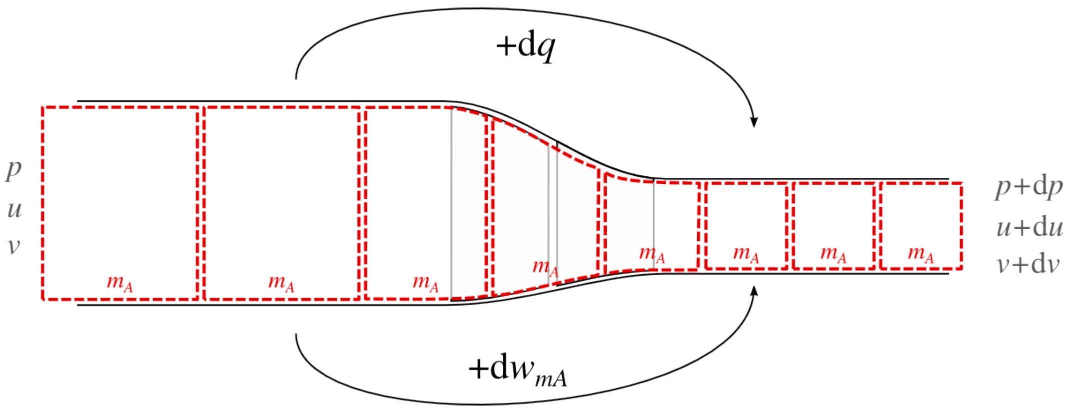


FIGURE 3.4 – Une quantité de masse fixe m_A circule de gauche à droite à travers un compresseur. Elle est comprimée : ses propriétés passent de p et v à $p + \mathrm{d}p$ et $v + \mathrm{d}v$. Si on se place du point de vue d'un système fermé en transit, le transfert de travail est $\mathrm{d}w_{m_\mathrm{A}} = -p\,\mathrm{d}v$.

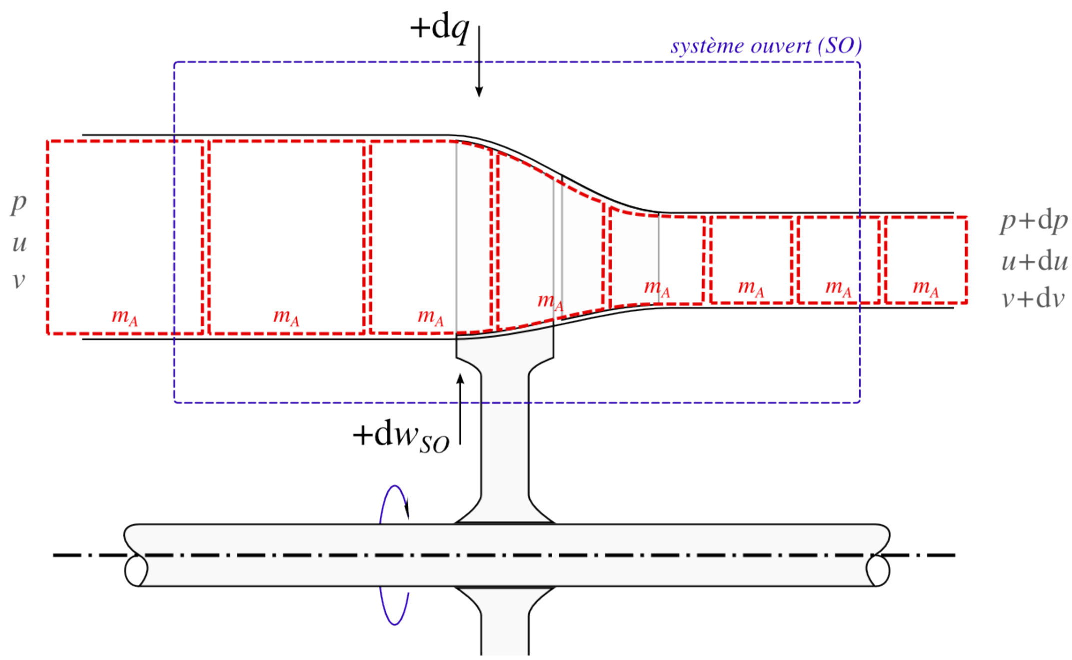


FIGURE 3.5 – Le même écoulement qu'en figure 3.4 observé du point de vue d'un système ouvert immobile traversé de gauche à droite par un flux continu. Nous cherchons à quantifier le travail $dw_{S.0.}$ à fournir au système pour que chaque quantité de masse m_A reçoive un travail dw_{m_A}.
Schéma CC-0 o.c.

Le système ouvert a, lui, quatre transferts sous forme de travail :

La puissance spécifique d'insertion $w_{\text{insertion}}$ (3/3) est due à l'arrivée permanente du fluide à l'entrée du système. On a, du point de vue du système ouvert :

$$w_{\text{insertion}} = +p\ v \tag{3/17}$$

La puissance spécifique de compression $-\,dw_{m_A}$ est le travail spécifique que le système ouvert doit transférer à chaque quantité de masse m_A pour qu'elle soit effectivement comprimée :

$$-\ dw_{m_A} = -(-p\, dv) \tag{3/18}$$

La puissance spécifique d'extraction $w_{\text{extraction}}$ est dépensée par le système ouvert pour faire sortir continûment le fluide.

À la sortie, les propriétés du fluide sont devenues $p +\ dp$ pour la pression, et $v +\ dv$ pour le volume. On a ainsi :

$$w_{\text{extraction}} = -(p +\ dp)(v +\ dv) \tag{3/19}$$

La puissance spécifique reçue de l'extérieur $dw_{S.O.}$ est la puissance qui alimente la compression : c'est la grandeur que nous souhaitons quantifier.

Ces quatre puissances s'annulent, car le transfert total de travail en jeu dans l'écoulement ne dépend pas du point de vue adopté :

$$\mathrm{d}w_{\text{S.0.}} + w_{\text{insertion}} + (-\,\mathrm{d}w_{mA}) + w_{\text{extraction}} = 0 \tag{3/20}$$

On peut donc quantifier la puissance spécifique $\mathrm{d}w_{\text{S.0.}}$ qu'il faut donner au compresseur :

$$\begin{aligned}
\mathrm{d}w_{\text{S.0.}} &= -w_{\text{insertion}} + \mathrm{d}w_{mA} - w_{\text{extraction}} \\
\mathrm{d}w_{\text{S.0.}} &= -p\,v + (-p\,\mathrm{d}v) + (p + \mathrm{d}p)(v + \mathrm{d}v) \\
&= -p\,v - p\,\mathrm{d}v + p\,v + p\,\mathrm{d}v + \mathrm{d}p\,v + \mathrm{d}p\,\mathrm{d}v \\
&= \mathrm{d}p\,v + \mathrm{d}p\,\mathrm{d}v
\end{aligned}$$

Et comme le multiple $\mathrm{d}p \times \mathrm{d}v$ tend vers zéro lorsque nous utilisons des quantités infinitésimales, nous obtenons l'expression surprenante :

$$\mathrm{d}w_{\text{S.0.}} = v\,\mathrm{d}p \tag{3/21}$$

Les termes $\mathrm{d}p$ et $\mathrm{d}v$ dans notre étude ne sont pas nécessairement positifs : cette expression s'applique aussi bien dans les détentes que dans les compressions, tant qu'elles sont réversibles.

En intégrant cette expression 3/21 pour l'appliquer au cas général en régime continu, nous obtenons :

$$w_{\text{S.0.}} = \int v\,\mathrm{d}p \tag{3/22}$$

$$\dot{W}_{\text{A}\to\text{B}} = \dot{m} \int_{\text{A}}^{\text{B}} v\,\mathrm{d}p \tag{3/23}$$

lors d'un écoulement en régime continu,
lorsque l'évolution est réversible,
et quel que soit l'apport de chaleur.

Ainsi, lorsque nous voulons quantifier le travail réversible dans un système ouvert, c'est l'intégrale $+\int v\,\mathrm{d}p$, et non pas $-\int p\,\mathrm{d}v$, qu'il nous faut calculer.

Sur un diagramme pression-volume, nous pouvons visualiser ce travail en ajoutant le travail d'insertion et le travail d'extraction au travail de compression, comme montré en figure 3.6.

Un travail réversible effectué en régime continu se visualise donc par l'aire incluse *à gauche* de la courbe, comme montré en figure 3.7.

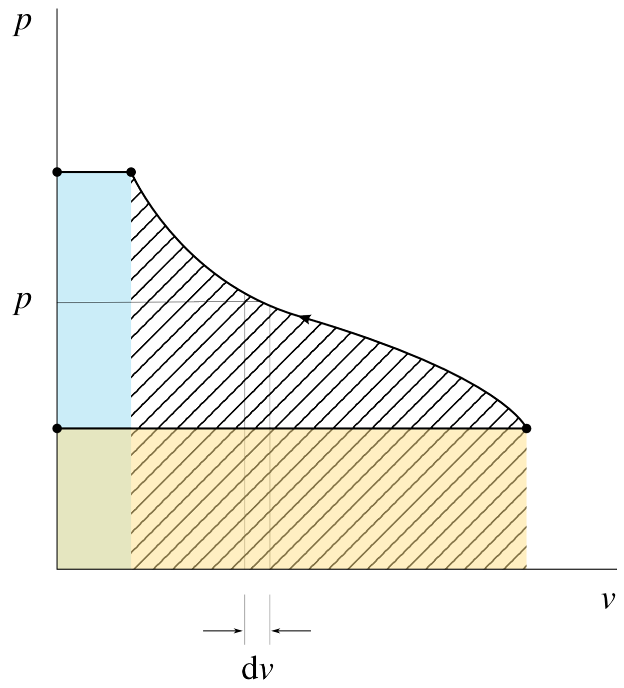


FIGURE 3.6 – Travail reçu par un système ouvert traversé par un fluide, pendant une évolution lente.
Le système reçoit d'abord le travail d'insertion ($p_{\text{ini.}}v_{\text{ini.}}$, en orange, positif) pour pénétrer dans le système, puis il dépense un travail de compression (aire hachurée, négative), et enfin il dépense le travail d'extraction ($p_{\text{fin}}v_{\text{fin.}}$, en bleu, négative).
La somme nette de ces trois aires est la puissance spécifique à fournir au système ouvert.

Diagramme CC-0 o.c.

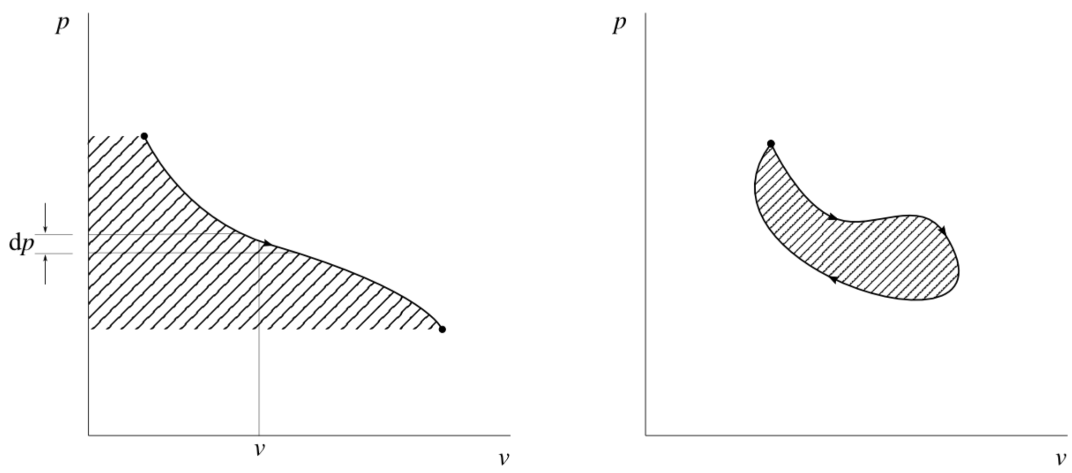


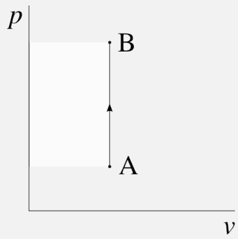
FIGURE 3.7 – Travail mesuré dans un système ouvert, pendant une évolution réversible.
L'intégrale de $v\,\mathrm{d}p$ est visualisée par l'aire à gauche de la courbe.
Si le fluide revient à son état initial (ayant effectué un *cycle*), le travail développé est visualisé par l'aire incluse dans la courbe. Dans ce cas, la quantification est identique en système fermé et ouvert.

Diagramme CC-0 o.c.

Exemple 3.3

Une pompe à liquide compresse lentement un débit d'eau de $2\,\mathrm{kg\,s^{-1}}$ depuis $1\,\mathrm{bar}$ jusqu'à $20\,\mathrm{bar}$. Pendant la compression, le volume spécifique de l'eau reste constant à $v_L = 10^{-3}\,\mathrm{m^3\,kg^{-1}}$. Quelle est la puissance consommée sous forme de travail ?

Sur un diagramme pression-volume et de façon qualitative (c'est-à-dire sans représenter les valeurs numériques), l'évolution peut être représentée ainsi :



Nous utilisons l'équation 3/23 en prenant garde aux unités. Comme v est indépendant de p, l'intégration se fait sans peine : $\dot{W}_{\mathrm{A}\to\mathrm{B}} = \dot{m} \int_{\mathrm{A}}^{\mathrm{B}} v \,\mathrm{d}p = \dot{m}\ v_L \int_{\mathrm{A}}^{\mathrm{B}} \mathrm{d}p = \dot{m}\ v_L\ [p]_{p_\mathrm{A}}^{p_\mathrm{B}} = 2 \times 10^{-3} \left(20 \cdot 10^5 - 1 \cdot 10^5\right) = +3{,}8 \cdot 10^3\,\mathrm{W} = +3{,}8\,\mathrm{kW}$.

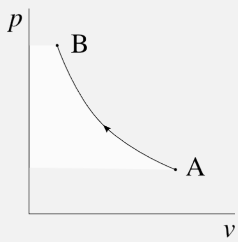
☞ Cette puissance est bien positive : c'est le fluide dans le système qui reçoit du travail.

☞ Ici le volume spécifique v_L est constant (comme toujours avec l'eau liquide). Si c'était la pression qui était constante, alors le travail serait nul même si v était amené à varier.

Exemple 3.4

Un compresseur compresse lentement un débit d'air de $2\,\mathrm{kg\,s^{-1}}$ depuis $1\,\mathrm{bar}$ jusqu'à $20\,\mathrm{bar}$. Pendant la compression, le volume spécifique et la pression de l'air sont liés par la relation $p\ v^{1{,}35} = k$. À l'entrée, le volume spécifique de l'air est de $v_\mathrm{A} = 0{,}8\,\mathrm{m^3\,kg^{-1}}$.
Quelle est la puissance consommée sous forme de travail ?

Sur un diagramme pression-volume et de façon qualitative, l'évolution peut être représentée ainsi :



Ici le volume spécifique est fonction de la pression : nous avons $v = \left(\frac{k}{p}\right)^{\frac{1}{1,35}} = k^{\frac{1}{1,35}} p^{-\frac{1}{1,35}}$. Nous partons de l'équation 3/23 :

$$\dot{W}_{A\to B} = \dot{m} \int_A^B v \, dp = \dot{m} \, k^{\frac{1}{1,35}} \int_A^B p^{-\frac{1}{1,35}} \, dp = \dot{m} \, k^{\frac{1}{1,35}} \left[\frac{1}{-\frac{1}{1,35}+1} p^{-\frac{1}{1,35}+1} \right]_{p_A}^{p_B}$$

$$= \dot{m} \, \left(p_A v_A^{1,35}\right)^{\frac{1}{1,35}} \frac{1}{0,25926} \left[p^{0,25926}\right]_{p_A}^{p_B}$$

$$= 2 \left(1 \cdot 10^5 \times 0,8^{1,35}\right)^{\frac{1}{1,35}} \frac{1}{0,25926} \left[\left(20 \cdot 10^5\right)^{0,25926} - \left(1 \cdot 10^5\right)^{0,25926}\right]$$

$$= +7,247 \cdot 10^5 \text{ W} = +724,7 \text{ kW}.$$

☞ Ici la clé est de bien décrire la fonction $v_{(p)}$ avant de procéder à l'intégration.

☞ La puissance du compresseur est 190 fois plus grande que celle de la pompe de l'exemple précédent. De plus, le volume spécifique de l'air à l'entrée est 800 fois plus grand : il faudra une machine de taille beaucoup plus importante (elle doit absorber un débit volumique $\dot{V}_A = \dot{m} \, v_A = 1,6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1} = 1\,600 \text{ L s}^{-1}$ à l'entrée).

3.4.2 Travail d'un fluide en évolution rapide

Lorsque le fluide évolue de façon rapide (ce qui est toujours le cas en pratique), nous retrouvons les phénomènes que nous avons décrits au chapitre précédent (§2.4.3) : la pression exercée sur les parois mobiles ne correspond plus à la pression « moyenne » à l'intérieur du fluide. Le travail à fournir dans les compressions est plus grand et le travail réceptionné pendant les détentes est plus faible que lors des évolutions lentes.

Le fait d'utiliser un système ouvert pour comptabiliser les transferts d'énergie ne change bien sûr rien au problème. Nous n'avons pas les moyens de prédire analytiquement le travail à fournir pour une compression à une vitesse donnée. Le problème −calculer la distribution spatiale de la pression à l'intérieur du fluide en fonction du temps− relève de la mécanique des fluides, et sera quoi qu'il en soit résolu au cas-par-cas.

Sur nos diagrammes pression-volume, nous représentons les évolutions irréversibles avec un trait en pointillés, pour bien les différencier des évolutions réversibles (figure 3.8).

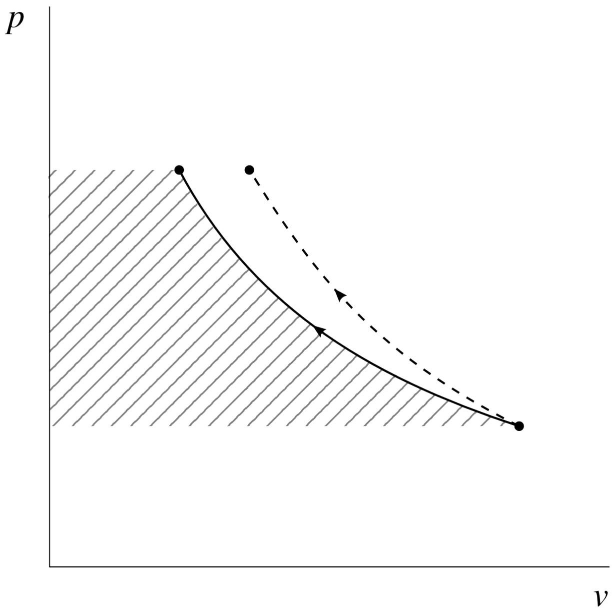


Figure 3.8 – Compressions réversible (trait continu) et irréversible (en pointillés) représentées sur un diagramme pression-volume. Dans un système ouvert, les transferts de travail peuvent être visualisés avec l'aire à gauche de la courbe, mais uniquement lorsque les évolutions sont réversibles.

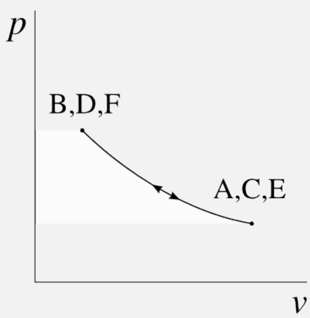
Diagramme CC-0 O.C.

Exemple 3.5

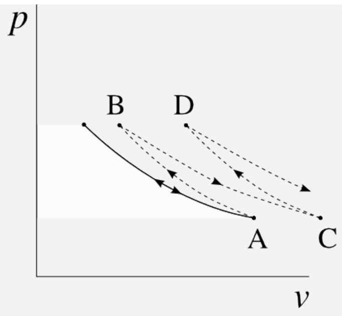
De l'air est compressé en continu de 1 à 20 bar dans un compresseur. Dès la sortie du compresseur l'air rentre dans une turbine qui le détend de 20 à 1 bar. Dès la sortie de la turbine, l'air est à nouveau inséré dans le compresseur.

Quelle sera l'allure des évolutions sur un diagramme pression-volume ?

Si les évolutions se font lentement, la pression et le volume spécifique passent toujours par les mêmes valeurs pendant les allers-retours :



En revanche, si les évolutions sont rapides, à chaque trajet le volume spécifique final est plus grand que ce qu'il aurait été pendant un trajet lent :



Ainsi, les propriétés se décalent progressivement sur le diagramme pression-volume. Si les évolutions ne se font pas lentement, le compresseur demande plus d'énergie que la turbine est capable de prélever au retour. Cet excédent d'énergie est absorbé par l'air, ce qui augmente son énergie interne et sa température.

3.5 Quantifier la chaleur avec un système ouvert

Avec un système ouvert nous allons utiliser la même méthode qu'avec un système fermé : comme nous ne savons pas quantifier les transferts de chaleur directement, nous allons toujours procéder par déduction. Mathématiquement, nous ne faisons que réutiliser l'équation 3/14 pour obtenir :

$$\dot{Q}_{1\to2} = \dot{m}\,(\Delta h + \Delta e_{\text{méca.}}) - \dot{W}_{1\to2} \quad (3/24)$$

$$q_{1\to2} = \Delta h + \Delta e_{\text{méca.}} - w_{1\to2} \quad (3/25)$$

pour un système ouvert.

Là encore, toute la difficulté pour quantifier un transfert de chaleur est de prédire et quantifier le changement de l'enthalpie, Δh. Pour les gaz, h est quasiment proportionnelle à la température ; pour les liquides et vapeurs, la relation est plus complexe. Nous apprendrons à quantifier l'enthalpie dans les fluides aux chapitre 4 (*le gaz parfait*) et chapitre 5 (*liquides et vapeurs*).

3.6 Un peu d'histoire : degré et quantité de chaleur

Par Philippe Depondt
Université Pierre et Marie Curie, Paris

Dans la deuxième moitié du XVIIe siècle, on a commencé à se préoccuper de la distinction entre *degré* de chaleur et *quantité* de chaleur. C'était une question nouvelle qui n'a pu émerger que lorsqu'on a été capable de mesurer la température, ou le « degré de chaleur » d'un corps de façon fiable.

Notre conception de la chaleur est en grande partie liée à la sensation de chaud ou de froid : on se brûle au contact d'eau bouillante, on a froid quand on prend un morceau de glace dans la main. On peut « avoir » plus ou moins chaud, ou plus ou moins froid, un objet chaud contient « du chaud », plus ou moins de chaud, tout ça, c'était un peu la même chose… Dans ce cadre, l'idée d'une matérialité de la chaleur, l'idée qu'une quantité de chaleur mesurable puisse être transférée d'un corps à un autre et induire des changements de température prévisibles et mesurables restait fort éloignée !

Joseph Black (1728-1799), à Édimbourg en Écosse, fait alors un pas en avant décisif : il constate que la neige ne fond pas instantanément alors que la température ambiante peut être largement supérieure à la température de fusion de la glace. Les congères de neige, même en plein soleil, peuvent mettre plusieurs jours avant de disparaître… Il se pose alors la question : quelle est la température de l'eau capable de faire fondre entièrement son propre poids de neige à 0 °C sans faire varier sa température ? L'expérience apporte la réponse : 78 °C ! L'eau tiède s'est donc refroidie, tandis que la neige est restée à la même température : les 78 degrés de chaleur apportés par l'eau tiède ont été incorporés dans la glace. La conclusion en est que la fusion de la neige a nécessité l'apport de ces 78 degrés de chaleur par l'eau liquide. Il appelle cette chaleur *la chaleur latente* [39], pour la différencier de la chaleur *sensible* associée à des variations mesurables de température. Au-delà d'une expérience astucieuse et d'une interprétation brillante, il y a là l'apparition d'un nouveau concept.

Black poursuit ses activités en faisant toute une série d'expériences de calorimétrie, mélanges d'eau à des températures différentes, mélanges de corps de nature différentes à différentes températures ; il met à chaque fois en évidence que la chaleur spécifique dépend de la nature du corps :

> Nous devons, en conséquence, conclure que différents corps, bien qu'ils soient de la même taille ou même du même poids, lorsqu'ils sont réduits à la même température ou degré de chaleur, quoi que cela puisse bien être, peuvent contenir des quantités très différentes de la matière de chaleur ; lesquelles quantités sont nécessaires pour les amener à ce niveau, ou équilibre, l'un avec l'autre.
>
> Joseph Black, 1807 [2]

Il ne fait pas d'hypothèse sur la nature de cette chaleur qu'il a caractérisée. Pour la plupart de ses contemporains, cependant, son apparente conservation indique qu'il s'agit d'un fluide matériel dépourvu de masse que Lavoisier appellera plus tard le *calorique*. Cette matière peut être transférée d'un corps à l'autre pour élever la température de celui qui la reçoit et abaisser celle de celui qui la cède : certains corps (l'eau par exemple) en contiennent, à une température donnée, plus que d'autres (comme l'huile), ce qui se traduit par des chaleurs spécifiques différentes. De son côté, Black pensait que la fusion d'un solide ou la vaporisation d'un liquide pouvait être une espèce de combinaison chimique du fluide calorique et de la matière : le calorique disparaîtrait alors en tant que tel et deviendrait ainsi « latent ».

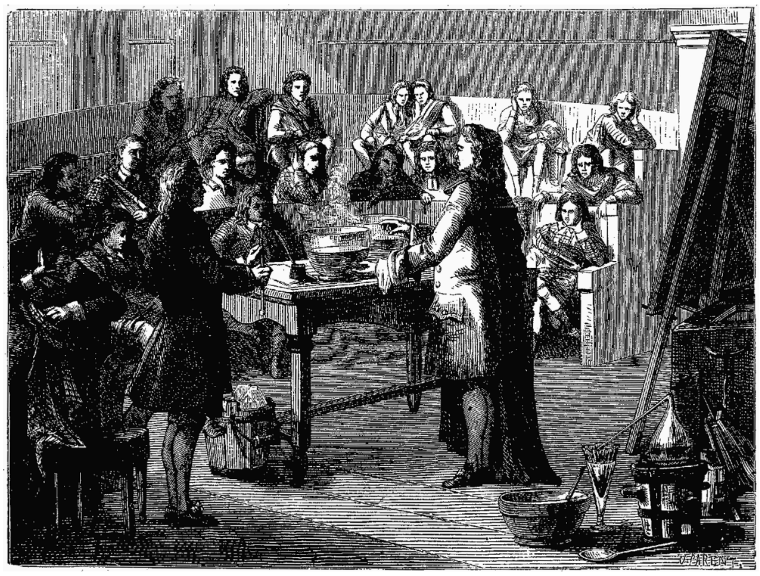


FIGURE 3.9 – Joseph Black procédant à une expérience sur la chaleur latente pendant un cours universitaire à Édimbourg. On imagine qu'il n'avait aucun mal à passionner les étudiants, puisqu'il s'agit de thermodynamique…

Gravure d'auteur inconnu publiée par Louis Figuier en 1867 (domaine public)

3.7 Exercices

E 3.1 Turbine à vapeur

Une turbine à vapeur (figure 3.10) équipe une petite centrale électrique alimentée par la combustion de matières organiques végétales.

À l'entrée de la turbine, la vapeur a les propriétés suivantes :

- Pression : 45 bar
- Température : 400 °C
- Volume spécifique : 0,06477 $m^3\,kg^{-1}$
- Énergie interne : 2 914,2 $kJ\,kg^{-1}$

À la sortie de la turbine, on mesure les propriétés suivantes :

- Pression : 0,75 bar
- Température : 91,61 °C
- Volume spécifique : 2,122 $m^3\,kg^{-1}$
- Énergie interne : 2 316,3 $kJ\,kg^{-1}$

Les pertes sous forme de chaleur sont négligeables.

1. Quelle est la puissance spécifique sous forme de travail qui est dégagée par la turbine ?
2. Quel débit de vapeur faut-il admettre pour générer une puissance de 4 MW ?

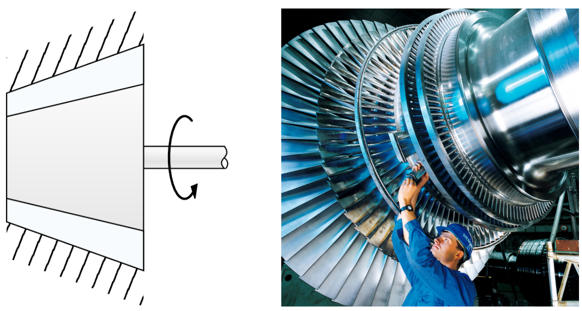


FIGURE 3.10 – Schéma de principe et photo d'une turbine à vapeur.

Schéma CC-0 O.C.; *Photo* CC-BY-SA *Siemens Pressebild*

E 3.2 Génératrice de courant électrique

Dans une installation portative génératrice d'électricité, le générateur électrique est entraîné par un axe mécanique. Le long de cet axe, on trouve un compresseur à air et une turbine (figure 3.11). Ce type d'installation, parfois simplement nommé « turbine à gaz », est particulièrement compact et efficace ; il nécessite par contre l'emploi de carburants raffinés.

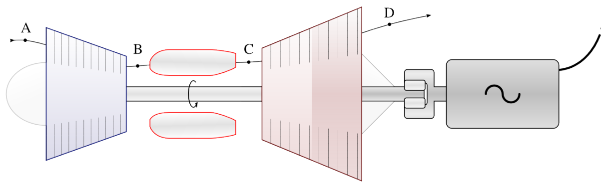


FIGURE 3.11 – Schéma de principe d'une turbomachine génératrice d'électricité.

Schéma CC-BY-SA *Olivier Cleynen*

Le compresseur porte l'air depuis les conditions atmosphériques jusqu'à une forte pression et une haute température.

Entrée du compresseur :

- Pression : 1 bar
- Volume spécifique : 0,751 $m^3\,kg^{-1}$
- Énergie interne : 206,78 $kJ\,kg^{-1}$

Sortie du compresseur :

- Pression : 35 bar
- Volume spécifique : $6{,}602 \cdot 10^{-2}\,m^3\,kg^{-1}$
- Énergie interne : 578,13 $kJ\,kg^{-1}$

Entre le compresseur et la turbine, la chambre de combustion porte les gaz à très haute température. La combustion se fait à pression constante ; elle porte les gaz à un volume spécifique de 0,1168 $m^3\,kg^{-1}$ et à une énergie interne de 1 028,8 $kJ\,kg^{-1}$.

À la sortie de la turbine, les gaz sont prêts à être refroidis dans un circuit d'échappement catalytique destiné, entre autres, à réduire les émissions de bruit.

Sortie de la turbine :

- Pression : 1,2 bar
- Volume spécifique : 1,526 $m^3\,kg^{-1}$
- Énergie interne : 460,88 $kJ\,kg^{-1}$

Le débit d'air admis dans la machine est de 8 $kg\,s^{-1}$; les variations de son énergie mécanique sont quasi nulles. Les déperditions de chaleur par les parois de la machine sont négligeables. Les pertes mécaniques sont de l'ordre de 2 % de la puissance transmise au générateur. Le générateur électrique lui-même a une efficacité de 85 %.

1. Quelle puissance est perdue ou gagnée par l'air dans le compresseur ?
2. Quelle puissance est perdue ou gagnée par l'air dans la turbine ?

3. Quelle est la puissance électrique générée par l'installation ?
4. Représentez l'évolution suivie par l'air lorqu'il traverse le moteur sur un diagramme pression-volume, de façon qualitative (c'est-à-dire sans représenter les valeurs numériques).
5. Quelle est la puissance perdue sous forme de chaleur avec les gaz d'échappement ?
[indice : c'est la chaleur que les gaz devraient perdre pour retrouver leur état à l'entrée du compresseur]

E 3.3 Chaudière à vapeur

Une centrale fournit de l'électricité ainsi que de la chaleur industrielle et domestique à partir de la combustion de déchets ménagers (installation dite *de cogénération*). Elle est équipée d'un circuit d'eau qui reçoit une partie de la chaleur dégagée par la combustion, à pression constante, dans une chaudière.

L'eau pénètre dans la chaudière (figure 3.12) à l'état liquide, pressurisée à 70,5 bar. Son énergie interne est alors de 1 160,2 kJ kg^{-1}. On souhaite alimenter la turbine avec 317 t h^{-1} de vapeur à enthalpie de 3 595,9 kJ kg^{-1}.

La combustion des déchets ménagers génère entre 9 et 11 MJ kg^{-1} de chaleur ; l'efficacité de la chaudière est de 76 %.

Quel est le débit minimum de déchets que la centrale doit recevoir pour assurer la production de vapeur ?

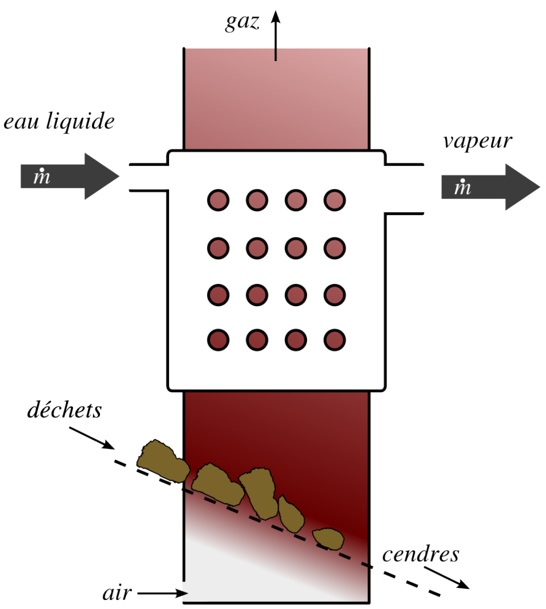


FIGURE 3.12 – Schéma de principe d'une chaudière fonctionnant à partir de la combustion de déchets.

Schéma CC-0 o.c.

E 3.4 Tuyère de turboréacteur

Dans la tuyère d'un petit turboréacteur, la pression de l'air chute tandis que sa vitesse augmente. La tuyère (figure 3.13) est un élément sans aucune pièce mobile : aucun transfert de travail n'y est effectué. Les pertes en chaleur y sont négligeables et le débit d'air est de 26 kg s^{-1}.

À l'entrée, on mesure les caractéristiques suivantes :

— enthalpie spécifique	1 092 kJ kg^{-1}
— vitesse	10 m s^{-1}
— température	950 K
— volume spécifique	1,36 m^3 kg^{-1}
— pression	2,28 bar
— énergie interne	781,85 kJ kg^{-1}

À la sortie, l'air est redescendu à pression atmosphérique (1 bar). On prédit [1] que les caractéristiques de l'air atteindront :

— température	780,2 K
— volume spécifique	2,55 m^3 kg^{-1}
— énergie interne	642,1 kJ kg^{-1}

1. À quelle vitesse les gaz sont-ils éjectés ?
2. Quels sont les débits volumiques d'air à l'entrée et à la sortie de la tuyère ?

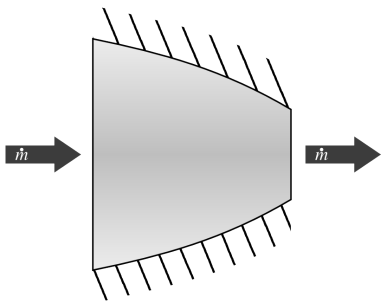




FIGURE 3.13 – Schéma de principe d'une tuyère et installation (avec géométrie variable) sur le moteur *Pratt & Whitney* F100 d'un Lockheed Martin F-16.

Schéma CC-0 o.c.; *Photo* CC-BY-SA *Ad Meskens*

1. Il faut attendre le chapitre 4 (*le gaz parfait*) pour que nous puissions effectuer ces « prédictions ».

E 3.5 Turbine à eau

Un/e ingénieur/e travaille sur un projet de petite installation hydroélectrique. L'objectif est d'exploiter la circulation d'un cours d'eau ($12\,\mathrm{m^3\,s^{-1}}$) avec une turbine reliée à un générateur électrique (figure 3.14).

À l'état liquide, l'eau est essentiellement incompressible (c'est-à-dire que sa masse volumique ne varie pas lorsque sa pression change). Son énergie interne varie également de façon négligeable pendant les compressions et détentes adiabatiques.

L'ingénieur/e pense tout d'abord positionner la turbine au pied d'une retenue d'eau, où la pression est de $4\,\mathrm{bar}$ et la vitesse quasi-nulle. Le dénivelé parcouru par l'eau à travers la turbine est de $2\,\mathrm{m}$ et sa vitesse d'éjection est de $4\,\mathrm{m\,s^{-1}}$, à pression atmosphérique ($1\,\mathrm{bar}$).

1. Quelle puissance la turbine pourrait-elle transmettre à la génératrice ?

L'ingénieur/e étudie ensuite une configuration différente (figure 3.15). La turbine garderait les mêmes caractéristiques, mais serait positionnée plus en aval de la retenue d'eau (décalage de $25\,\mathrm{m}$ horizontalement et autant verticalement).

2. Quelle serait alors la puissance transmise ?

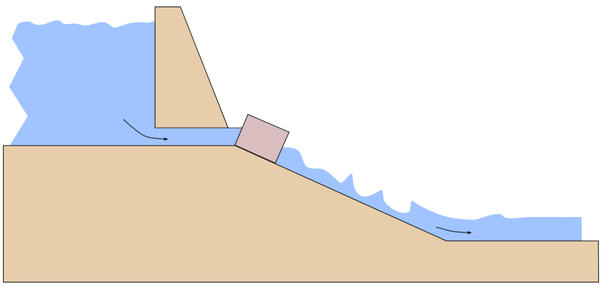


FIGURE 3.14 – Schéma de principe d'une installation génératrice hydraulique.

Schéma CC-0 o.c.

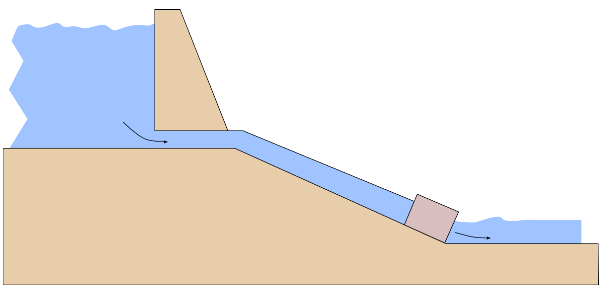


FIGURE 3.15 – Schéma de principe de l'installation modifiée. Une conduite rigide amène l'eau jusqu'à la turbine placée plus en contrebas.

Schéma CC-0 o.c.

E 3.6 Système de post-combustion

Pour augmenter la poussée qu'elle génère, on modifie la tuyère de l'exercice E 3.4 pour y ajouter un appareillage de réchauffe (la réchauffe est souvent appelée *postcombustion*, cf. §10.6.2 p.308). Il s'agit d'un ensemble de brûleurs qui permettent une seconde combustion de carburant dans le moteur, juste avant que l'air n'entame sa détente dans la tuyère (figure 3.16). Après la seconde combustion, l'air effectue sa détente et son accélération jusqu'à la pression atmosphérique.

À l'entrée, les conditions sont identiques à celles indiquées dans l'exercice E 3.4.

La puissance spécifique apportée sous forme de chaleur par les brûleurs atteint $1\,322{,}5\,\mathrm{kJ\,kg^{-1}}$. Le carburant brûlé a une capacité calorifique massique de $30\,\mathrm{MJ\,kg^{-1}}$. La combustion se fait à pression constante et elle n'augmente pas l'énergie cinétique du gaz.

Lorsque l'air termine son accélération, on peut prédire son énergie interne à $1\,412{,}8\,\mathrm{kJ\,kg^{-1}}$ et son volume spécifique à $5{,}61\,\mathrm{m^3\,kg^{-1}}$.

1. Quelle est l'augmentation de la vitesse d'éjection (et ainsi de la poussée) générée par la postcombustion ?
2. Quel débit de carburant doit-on injecter dans les brûleurs, en $\mathrm{kg/h}$?
3. Quel est le débit volumique d'air après son accélération finale ?
4. Quelle est l'efficacité de la postcombustion, c'est à dire le rapport entre l'augmentation de l'énergie cinétique des gaz et l'augmentation de la puissance à apporter sous forme de chaleur ?

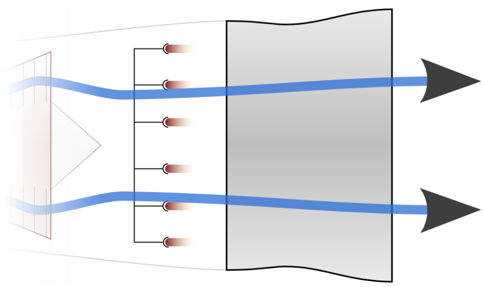


FIGURE 3.16 – Schéma de principe d'un système de postcombustion. Son fonctionnement est étudié en §10.6.2 p.308

Schéma CC-BY-SA *Olivier Cleynen*

E 3.7 Turbine à vapeur

Une turbine à vapeur de petite taille dégage 500 kW de puissance, avec un débit massique de 1,35 kg s^{-1}.

La vitesse moyenne de la vapeur est de 60 m s^{-1} à l'entrée, 360 m s^{-1} à la sortie ; elle gagne 3 m d'altitude au cours du parcours. La perte de chaleur représente 3 kW.

1. Quelles sont les variations d'énergie cinétique, d'énergie potentielle et d'enthalpie de la vapeur, lorsqu'elle traverse la turbine ?
2. Puisque la perte de chaleur est de 3 kW, pourquoi ne pas isoler thermiquement la turbine pour pouvoir récupérer cette puissance sous forme de travail ?

E 3.8 Turbines théorique et réelle

Dans la turbine libre du turbomoteur d'un hélicoptère, l'air est détendu pour extraire du travail transmis aux deux rotors. Les caractéristiques sont les suivantes :

- Débit de masse : 2 kg s^{-1}
- Pertes sous forme de chaleur : négligeables
- Entrée : 4 bar et 0,41 m^3 kg^{-1}
- Pression de sortie : 1,1 bar

Dans le cas le plus favorable, la détente se ferait de façon réversible et l'air suivrait une relation de type $pv^{1,4} = k$ (où k est une constante).

1. Quelles conditions devraient être respectées pour que la détente soit réversible ?
2. Quelle serait la puissance fournie par la turbine dans ce cas ?

En pratique, il est constaté que la puissance fournie par la turbine est de 20 % inférieure à la valeur calculée plus haut. Un/e ingénieur/e installe des sondes à l'entrée et à la sortie de la turbine et constate que la pression y atteint pourtant bien les valeurs prévues en théorie. Il/elle mesure également le transfert de chaleur de l'air vers la turbine et confirme qu'il est négligeable.

3. Représentez les chemins suivis par l'air dans le cas réversible et le cas réel sur un diagramme pression-volume, de façon qualitative.
4. Sous quelle forme l'ingénieur/e pourra-t-il/elle retrouver (et mesurer) les 20 % de puissance manquants ?

E 3.9 Compresseur et turbine de turbopropulseur

Le compresseur au sein d'un turbopropulseur (figure 3.17) fonctionne en régime continu et admet un débit constant d'air aux conditions ambiantes (0,8 bar et 1 m^3 kg^{-1}). Il doit amener cet air à pression finale de 11 bar, sans transfert de chaleur.

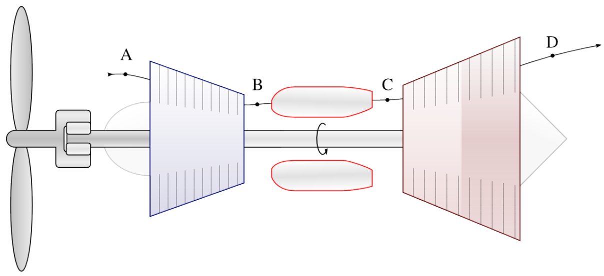


FIGURE 3.17 – Schéma de principe d'un turbopropulseur. Ces moteurs sont étudiés plus en détail au §10.5.4 p.302.

Au sein du compresseur, l'air se comporte de façon telle que ses propriétés suivent la relation $p\, v^{1,4} = k$, où k est une constante.

1. Quelle est la puissance spécifique minimale à fournir au compresseur pour qu'il puisse fonctionner ?
2. Représentez les propriétés du gaz lorsqu'il traverse le compresseur sur un diagramme pression-volume, de façon qualitative.
3. Sur le schéma ci-dessus, représentez l'évolution que le gaz suivrait si le compresseur n'était pas réversible (compresseur réel, induisant un frottement interne au gaz) mais que l'on maintenait sa pression de sortie à 11 bar.

Au sein du même moteur, la turbine, qui est adiabatique, doit alimenter non seulement le compresseur mais aussi l'hélice à l'avant du moteur. Elle est munie de nombreuses sondes qui permettent de mesurer les propriétés de l'air.

On mesure à l'entrée les propriétés suivantes :

- Pression 11 bar
- Vitesse 12 m s^{-1}
- Volume spécifique 0,36 m^3 kg^{-1}
- Énergie interne 985,8 kJ kg^{-1}

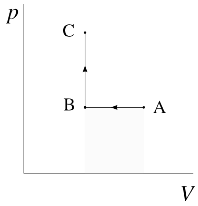
À la sortie les propriétés de l'air sont devenues :

- Pression 0,8 bar
- Vitesse 12 m s^{-1}
- Enthalpie spécifique 652,5 kJ kg^{-1}

4. Quelle puissance spécifique la turbine développe-t-elle ?
5. Quelle condition doit-on respecter au sein du moteur pour qu'il fournisse à l'hélice une puissance de 600 kW ?

Résultats

E 3.1 1) $w_{A\to B} = -730{,}3\,\mathrm{kJ\,kg^{-1}}$ 2) $\dot{m} = \frac{\dot{W}_{A\to B}}{w_{A\to B}} = 5{,}477\,\mathrm{kg\,s^{-1}}$



E 3.2

1) $\dot{W}_{A\to B} = +4{,}219\,\mathrm{MW}$ 2) $\dot{W}_{C\to D} = -6{,}349\,\mathrm{MW}$

3) $\dot{E}_{\text{génératrice}} = \eta_{\text{génératrice}}\eta_{\text{transmission}}\left(\dot{W}_{A\to B} + \dot{W}_{C\to D}\right) = -1{,}774\,\mathrm{MW}$

5) $\dot{Q}_{\text{refroidissement}} = -\dot{W}_{A\to B} - \dot{Q}_{\text{combustion}} - \dot{W}_{C\to D} = -2{,}897\,\mathrm{MW}$ (soit plus de la moitié de la chaleur de combustion…)

E 3.3 1) $\dot{m}_{\text{déchets}} \geq 93{,}59\,\mathrm{t\,h^{-1}}$

E 3.4 1) $C_2 = 624\,\mathrm{m\,s^{-1}}$ (environ 2 250 km/h…) 2) $\dot{V}_1 = \dot{m}\,v_1 = 35{,}4\,\mathrm{m^3\,s^{-1}}$ & $\dot{V}_2 = 66{,}3\,\mathrm{m^3\,s^{-1}}$.

E 3.5 1) $\dot{W}_{A\to B} = -3{,}5\,\mathrm{MW}$ 2) $\dot{W}_{A\to B2} = -6{,}45\,\mathrm{MW}$

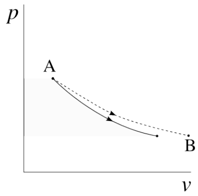
E 3.6 1) +52 % par rapport à la poussée sèche ($C_{3b} = 950{,}1\,\mathrm{m\,s^{-1}}$)

2) $\dot{m}_{\text{carburant}} = \frac{\dot{m}_{\text{air}}\ q_{1\to 2b}}{q_{\text{carburant}}} = 4\,157\,\mathrm{kg/h}$ 3) $\dot{V}_{3b} = 145{,}9\,\mathrm{m^3\,s^{-1}}$

4) $\eta_{\text{postcombustion}} = \frac{\frac{1}{2}\left(C_{3b}^2 - C_2^2\right)}{q_{1\to 2b}} = 19{,}3\,\%$ (raison pour laquelle elle n'est jamais utilisée sur les appareils civils)

E 3.7 1) $\Delta e_c = +63\,\mathrm{kJ\,kg^{-1}}$, $\Delta e_p = +0{,}0294\,\mathrm{kJ\,kg^{-1}}$ (!), $\Delta h = -435{,}6\,\mathrm{kJ\,kg^{-1}}$.

2) Dans l'équation 3/15, imposer $q_{1\to 2} = 0$ ne garantit pas que $w_{1\to 2}$ augmentera. Il est probable que les conditions de sortie soient modifiées : les 3 kW seront au moins en partie retrouvés dans les Δ calculés ci-dessus.



E 3.8 1) cf. §2.4.4 p.44

2) $\dot{W}_{A\to B} = \dot{m} k^{\frac{1}{1,4}} \left[\frac{1}{-\frac{1}{1,4}+1} p^{-\frac{1}{1,4}+1}\right]_{p_A}^{p_B} = -354{,}1\,\mathrm{kW}$

4) Sous forme de Δh – l'air de sortie aura un volume spécifique et une température (énergie interne) plus importants. Peut-être également sous forme d'énergie cinétique.

E 3.9 1) $w_{A\to B} \geq \int_A^B v\,dp = +312\,\mathrm{kJ\,kg^{-1}}$ 2) & 3) cf. figure 3.8 p.70 ;

4) $w_{C\to D} = -729{,}3\,\mathrm{kJ\,kg^{-1}}$ 5) $\dot{m}_{\text{air}} = \frac{\dot{W}_{\text{hélices}}}{w_{\text{hélices}}} = \frac{\dot{W}_{\text{hélices}}}{w_{A\to B} + w_{C\to D}} = 1{,}438\,\mathrm{kg\,s^{-1}}$.

CHAPITRE 4

Le gaz parfait

Le chapitre en bref

Le gaz parfait est un modèle mathématique qui permet de prévoir les propriétés (énergie interne, enthalpie) d'un gaz simplement en fonction de sa température. Par approximation, l'air est un gaz parfait.

❇

Au cours des chapitres 2 et 3 nous avons appris à quantifier les transferts d'énergie, mais nous ne pouvons le faire que si nous connaissons les valeurs de u ou de h, propriétés qu'il est impossible de mesurer directement en pratique.
Ce chapitre 4 (*le gaz parfait*) se propose de répondre à deux questions :

— Comment peut-on décrire le comportement de l'air lorsqu'il est chauffé ou comprimé ?

— Comment peut-on prévoir les valeurs de u et de h lorsqu'on utilise de l'air ?

Ce chapitre est incompatible avec le chapitre 5 (*liquides et vapeurs*), où nous devrons oublier tout ce qui est appris ici.

4.1 Définition

4.1.1 Le manomètre comme thermomètre

Commençons par le plus important :

> Le gaz parfait est un *modèle mathématique*,
> permettant de prédire la température d'un gaz en fonction de sa pression.

Le modèle du gaz parfait définit de lui-même une échelle de température. On propose de mesurer très simplement la température absolue T avec un manomètre, en stipulant qu'elle est directement proportionnelle à la pression p et inversement proportionnelle à la masse volumique ρ.

On peut ainsi dire que le gaz parfait ne décrit pas la réalité des choses, que ce n'est pas un principe physique, mais bien seulement un modèle simplifié du comportement des gaz. Sa plage de validité est limitée et floue.

4.1.2 Définition : l'équation d'état

Nous appellerons *gaz parfait* (ou *gaz idéal*) un fluide à l'état gazeux dont le multiple de la pression et du volume, pv, reste proportionnel à sa température. La constante de proportionnalité est nommée *constante du gaz*, et notée R ; elle dépend de la nature du gaz.

> « Le changement de température occasioné dans les gaz par le changement de volume peut être regardé comme l'un des faits les plus importans de la physique, à cause des nombreuses conséquences qu'il entraîne, et en même temps comme l'un des plus difficiles à éclaircir et à mesurer par des expériences décisives. Il semble présenter dans plusieurs circonstances des anomalies singulières. »
>
> Sadi Carnot, 1824 [4]

$$pv = RT \tag{4/1}$$

par définition pour un gaz parfait,
où p est la pression (Pa),
v le volume spécifique ($m^3\,kg^{-1}$),
T la température (K),
et R la constante du gaz considéré ($J\,K^{-1}\,kg^{-1}$).

L'équation 4/1 est nommée *équation d'état des gaz parfaits*. Elle peut également être exprimée en fonction de la masse :

> « M. S. Carnot, évitant l'emploi de l'analyse mathématique, arrive par une série de raisonnemens délicats et difficiles à saisir, à des résultats qui se déduisent sans peine d'une loi plus générale, que je vais chercher à établir. »
>
> Émile Clapeyron, 1834 [5]

$$pV = mRT \tag{4/2}$$

où V est le volume (m^3),
et m la masse de gaz considérée (kg).

Il est aussi possible d'exprimer l'équation 4/2 en fonction de la quantité de matière en moles. [1] Parce qu'elle est indissociable du concept de température absolue, il a fallu 150 ans pour que cette équation prenne sa forme définitive : celle que lui a donnée Émile Clapeyron en 1834 [5].

1. Dans les ouvrages tels que celui d'Alexandre Watzky [47], la constante en $J\,K^{-1}\,kg^{-1}$ est notée r. La grandeur notée $R = 8{,}3143\,J\,K^{-1}\,mol^{-1}$ est universelle, et les gaz adoptent des valeurs de r différentes en fonction de leur masse molaire $M \equiv \frac{m}{n}$. Dans le présent ouvrage, nous ne quantifions pas les quantités de matière.

Exemple 4.1

Une masse de 2 kg de gaz dont la constante est $R = 100\,\mathrm{J\,K^{-1}\,kg^{-1}}$ est contenue dans un réservoir de 200 L à pression de 3 bar. Quelle est sa température ?

Nous partons de l'équation 4/2 pour exprimer la température : $T = \frac{p\,V}{m\,R} = \frac{3 \cdot 10^5 \times 0{,}2}{2 \times 100} = 300\,\mathrm{K} = 26{,}85\,°\mathrm{C}$.

☞ Admirable Émile ! La simplicité de ce calcul nous manquera au chapitre prochain.

☞ La seule épine dans cette équation concerne les unités, qu'il faut bien convertir en SI : $200\,\mathrm{L} = 0{,}2\,\mathrm{m^3}$ et $3\,\mathrm{bar} = 3 \cdot 10^5\,\mathrm{Pa}$. La température est toujours en kelvins.

Exemple 4.2

L'air atmosphérique peut être modélisé par un gaz parfait avec $R_{air} = 287\,\mathrm{J\,kg^{-1}\,K^{-1}}$. Aux conditions ambiantes (1 bar, 20 °C), quels sont le volume spécifique et la masse volumique de l'atmosphère ?

Nous partons de l'équation 4/1 pour exprimer le volume spécifique : $v = \frac{R\,T}{p} = \frac{287 \times (20 + 273{,}15)}{1 \cdot 10^5} = 0{,}841\,\mathrm{m^3\,kg^{-1}}$. La masse volumique suit simplement : $\rho = \frac{1}{v} = 1{,}189\,\mathrm{kg\,m^{-3}}$.

☞ Là encore, une erreur dans les unités de température serait fatale (on s'en convaincra en prenant $T = 0\,°\mathrm{C}$).

☞ Dans un mètre cube nous n'avons que 1,2 kg d'air. C'est très peu, surtout si l'on compare à l'eau liquide (1 000 kg pour le même volume). Les machines à air fonctionnent usuellement avec des débits volumiques importants.

4.1.3 Que représente un gaz parfait ?

Le gaz parfait est le modèle le plus simple que l'on puisse imaginer pour représenter le comportement d'un gaz.

Selon ce modèle, les molécules se comportent comme des sphères rebondissant les unes contre les autres (figure 4.1). On peut imaginer un grand nombre de très petites boules de billard en mouvement chaotique, qui se percutent et rebondissent les unes contre les autres sans jamais s'attirer ni dissiper leur énergie par frottement.

Dans ce chaos, la température est une mesure de l'énergie cinétique des molécules. On la quantifie en mesurant la force résultant de l'impact des molécules sur une paroi du récipient – c'est-à-dire avec la pression. Avec ce modèle, nous pouvons proposer une échelle de température telle que $T \propto p$.

Plus le nombre de molécules impactant la surface est faible, plus il faut qu'elles l'impactent fortement pour générer une pression donnée. Ainsi, lorsque la masse

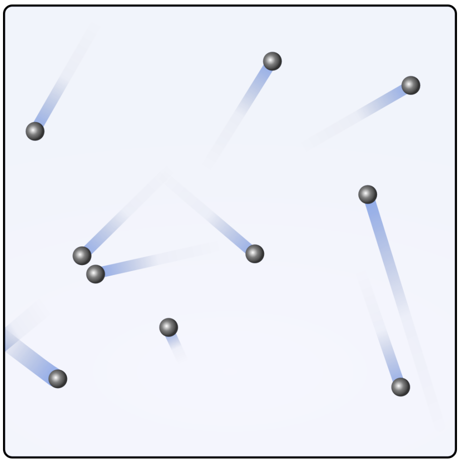


Figure 4.1 – Un gaz parfait peut être visualisé comme un ensemble de boules en mouvement désordonné. Elles se percutent sans frottement et sans attraction mutuelle. La vitesse de chaque boule change à chaque heurt.

volumique ρ diminue à une pression donnée, c'est que la température augmente. On peut donc également proposer $T \propto \frac{1}{\rho}$.

Si ces deux propositions sont réunies en une seule équation, nous obtenons un modèle simple pour quantifier la température : $T \propto pv$.

4.1.4 Que ne représente pas un gaz parfait ?

Le comportement des molécules lorsqu'elles sont proches les unes des autres est en réalité très complexe, car les forces d'attraction y jouent un rôle déterminant. L'influence de ces forces est d'autant plus grande que les molécules sont lentes et structurellement complexes (l'interaction entre deux molécules d'hydrocarbone, par exemple, est plus difficile à modéliser que l'interaction entre deux molécules d'hélium).

Les conséquences à l'échelle macroscopique de ces interactions, et les conditions dans lesquelles elles ne doivent plus être négligées, font l'objet du chapitre 5 (*liquides et vapeurs*).

« Quiconque veut étudier les propriétés de la matière dans un problème réel peut désirer partir en écrivant les équations fondamentales et puis essayer de les résoudre mathématiquement. Bien qu'il y ait des gens qui essayent d'emprunter une telle approche, ces personnes sont des ratés de ce domaine ; les véritables réussites sont le fait de ceux qui partent d'un point de vue *physique*, de ceux qui ont une idée approximative de l'endroit où ils vont et qui commencent en faisant la bonne approximation, sachant ce qui est grand et ce qui est petit dans une situation donnée qui est compliquée. »

Richard Feynman, 1963
The Feynman Lectures on Physics
[30, 35]

Nous retiendrons pour l'instant que le modèle du gaz parfait fonctionne mieux :

- Lorsque les molécules se percutent à grande vitesse, c'est-à-dire lorsque la température du gaz est élevée ;
- Lorsque l'espace moyen entre les molécules est grand, c'est-à-dire lorsque le volume spécifique du gaz est grand.

Ces conditions permettent de s'assurer que les forces d'attraction entre molécules gardent un rôle mineur dans le comportement global du gaz. Elles sont respectées

pour l'air dans la grande majorité des applications en ingénierie. Nous utiliserons la valeur $R_{air} = 287\,\mathrm{J\,kg^{-1}\,K^{-1}}$ pour l'air pur dans nos machines.

4.1.5 Limites du modèle

Il ne faudra pas longtemps à l'étudiant/e pour trouver les limites de l'équation 4/2, qui indique qu'une masse non-nulle de gaz parfait occupe *un volume nul* à température nulle. Strictement parlant, le gaz parfait ne peut pas exister – le modèle mathématique perd son sens à très basse température puisqu'il ne tient pas compte du volume des molécules elles-mêmes.

Plusieurs autres équations d'état peuvent être utilisées pour correspondre aux gaz réels sur une plus grande plage de propriétés.

Ainsi, l'*équation de Van der Waals*, proposée dès la fin du XVIIIe siècle, propose :

$$\left(p + \frac{a}{v^2}\right)(v - b) = RT \tag{4/3}$$

où a et b sont deux constantes.

Cette équation a l'intérêt de tenir compte de deux facteurs ignorés dans l'équation d'état 4/1 : la force d'attraction entre les molécules (le terme a/v^2, qui devient partie de l'expression de la pression) et le volume occupé par les molécules elles-mêmes (le terme b qui se retranche au volume disponible).

Malgré les difficultés inhérentes à la quantification des termes a et b, ces modifications ont considérablement étendu la plage d'application des équations d'état. Elles ont valu à leur auteur, Johannes Diderik van der Waals, le prix Nobel de physique en 1910.

La recherche de modèles mathématiques pour décrire l'état des gaz réels est un thème important de recherche en mécanique des fluides. L'étudiant/e curieux/se pourra consulter les équations d'état de Beattie-Bridgeman, de Benedict-Webb-Rubin ou encore de Strobridge pour se faire un aperçu de la complexité croissante de cette branche. Nous resterons quant à nous à l'équation 4/1.

4.2 Propriétés des gaz parfaits

4.2.1 Deux capacités calorifiques importantes

Nous avons déjà abordé la notion de capacité calorifique (ou « chaleur massique »), au premier chapitre (1/13). Elle se définit comme la quantité de chaleur nécessaire pour augmenter d'un Kelvin [1] la température d'un kilo du corps. On a ainsi :

$$c = \frac{\mathrm{d}q}{\mathrm{d}T} \tag{4/4}$$

où c est la capacité calorifique spécifique ($\mathrm{J\,K^{-1}\,kg^{-1}}$),

1. Ou d'un degré Celsius, ces différences de température étant égales.

dq la quantité infinitésimale de chaleur spécifique fournie ($\mathrm{J\,kg^{-1}}$),
et dT la variation infinitésimale de température provoquée (K).

Comme la température d'un gaz varie aussi lorsqu'il reçoit ou fournit du travail, il existe une infinité de façons de faire varier sa température d'un degré, en combinant chaleur et travail (figure 4.2). Chacune nécessite une quantité de chaleur unique ; il y a donc *une infinité de chaleurs massiques* correspondantes.

Parmi celles-ci, deux valeurs particulières (figure 4.3) nous servent de référence pour décrire le comportement d'un gaz parfait :

la chaleur massique à volume constant : c_v ,

la chaleur massique à pression constante : c_p .

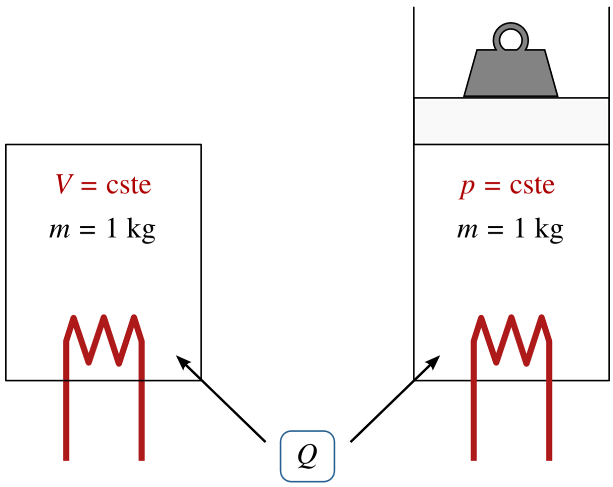


FIGURE 4.2 – Deux quantités identiques de gaz reçoivent la même quantité de chaleur Q . L'élévation de température sera plus faible à droite à cause du travail effectué sur le piston.

Schéma CC-0 O.C.

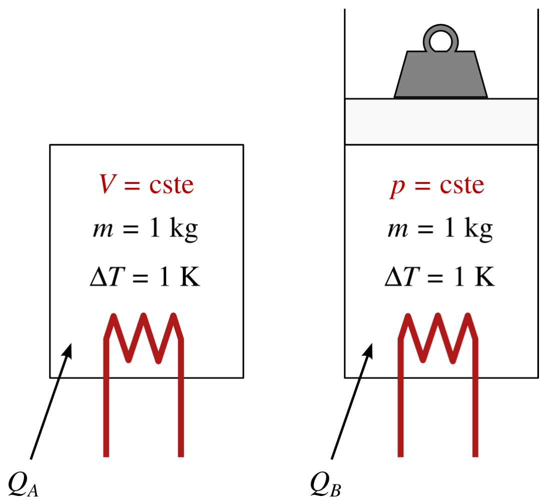


FIGURE 4.3 – Définitions des chaleurs massiques. À gauche, le volume est fixé et la capacité calorifique massique sera c_v. À droite, la pression est constante et la capacité sera c_p.

Schéma CC-0 O.C.

Ces deux propriétés vont nous servir très bientôt pour quantifier l'énergie dans les gaz. Dans un gaz parfait, c_v et c_p sont indépendantes de la température. Dans les gaz réels, ces capacités varient avec la température (figure 4.4), mais pour la plupart des applications en ingénierie il est raisonnable d'utiliser des valeurs moyennes. Pour l'air, nous retenons $c_{v(\text{air})} = 718\,\mathrm{J\,kg^{-1}\,K^{-1}}$ et $c_{p(\text{air})} = 1\,005\,\mathrm{J\,kg^{-1}\,K^{-1}}$.

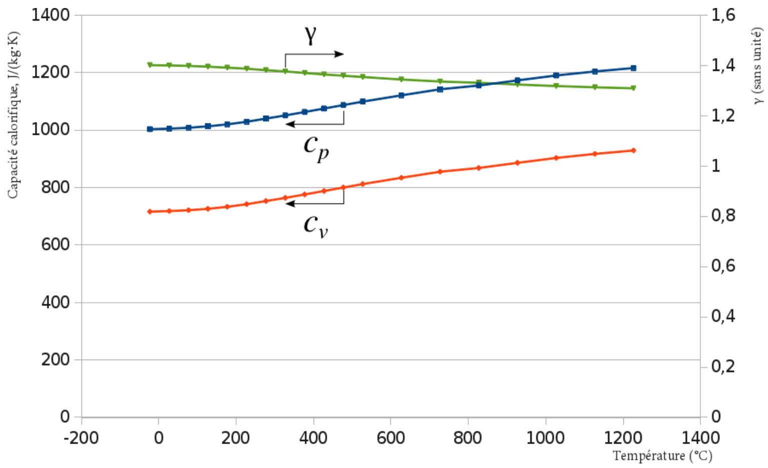


FIGURE 4.4 – Capacité calorifique de l'air en fonction de sa température. On note une variation sensible des valeurs dans la gamme de températures utilisée en ingénierie, que nous négligerons dans le cadre de notre étude de la thermodynamique.

Données issues du circulaire NBS 564 "Tables of Thermal Properties of Gases" (1955) jusqu'à 1 000 K, calculées selon le modèle de B. G. Kyle in "Chemical and Process Thermodynamics" (1984) ensuite, et publiées par Israel Urieli (ohio.edu/mechanical/thermo/)

4.2.2 Différence des chaleurs massiques

Le grand nombre d'équations que nous abordons rend utile, mais pas indispensable, cette courte section 4.2.2. Pour l'ingénieur/e, il n'a d'autre intérêt que de permettre d'alléger l'écriture des relations de la section suivante.

Observons les quantités d'énergie en jeu dans l'expérience décrite en figure 4.3. Nous fournissons à chaque corps une quantité de chaleur différente pour obtenir la même variation de température. La différence entre les deux quantités de chaleur requises provient du fait que le gaz à pression constante (à droite) a fourni un travail pendant l'évolution.

Quelle est la différence entre les chaleurs massiques de chacun des gaz ? Dans chacun des deux cas, nous avons $q_{1\to2} + w_{1\to2} = \Delta u$ (2/2). Pour le corps A à gauche, comme aucun travail n'est effectué et que l'évolution est à volume constant, nous pouvons écrire :

$$\begin{cases} q_\text{A} &= c_v \, \Delta T \\ \Delta u &= q_\text{A} \end{cases} \tag{4/5}$$

Pour le corps B à droite, comme la pression p_{cste} est constante, nous pouvons écrire :

$$\begin{cases} q_{\text{B}} & = c_p \, \Delta T \\ \Delta u & = q_{\text{B}} + (-p_{\text{cste}} \, \Delta v) \end{cases} \tag{4/6}$$

En combinant les deux systèmes 4/5 et 4/6 [1], nous obtenons

$$c_v \, \Delta T = c_p \, \Delta T - p_{\text{cste}} \, \Delta v \tag{4/7}$$

qui stipule simplement que la différence entre les deux chaleurs fournies est retrouvée dans le travail fourni par le gaz de droite.

Une brève manipulation amène :

$$\begin{aligned} (c_p - c_v)\Delta T &= p_{\text{cste}} \, \Delta v \\ (c_p - c_v) &= \frac{pv_2 - pv_1}{\Delta T} = \frac{RT_2 - RT_1}{\Delta T} = \frac{R \, \Delta T}{\Delta T} \\ c_p - c_v &= R \end{aligned} \tag{4/8}$$

Cette expression a pour seul intérêt de nous permettre de simplifier l'équation 4/13 que nous allons écrire plus bas.

4.2.3 Quotient des chaleurs massiques

Le ratio des chaleurs massiques à pression et à volume constants est nommé γ. Ainsi :

$$\gamma \equiv \frac{c_p}{c_v} \tag{4/9}$$

En retournant à la figure 4.3 il apparaît rapidement que c_p doit être supérieur à c_v ; ainsi γ est toujours supérieur à 1. Nous retenons $\gamma_{\text{air}} = 1{,}4$.

1. En étant véritablement rigoureux, pour affirmer que Δu_A et Δu_B sont égaux, il nous faudrait attendre l'équation 4/11 qui arrive à la section suivante.

4.3 Énergie et température

4.3.1 Contexte historique

Au tout début du XIXe siècle ont lieu les premiers travaux de recherche visant à explorer la notion de température. La communauté scientifique s'intéresse alors beaucoup aux gaz – on s'aperçoit qu'il y a *deux* manières de faire augmenter leur température : en les chauffant, mais aussi en les comprimant.

« M'étant assuré de ce fait important, que plus un espace est vide, et plus il s'en dégage de la chaleur lorsque l'air extérieur y pénètre, j'ai cherché à déterminer, par des expériences exactes, quelle relation il y avoit entre le calorique absorbé dans l'un des récipiens et celui dégagé dans l'autre, et comment ces variations de température dépendoient de celles de la variation de la densité de l'air. »

Louis Joseph Gay-Lussac, 1807 [3]

Le français Louis Joseph Gay-Lussac cherche à comprendre pourquoi la température d'un gaz chute lorsqu'il se détend (il cherche en fait, selon les concepts d'alors, à identifier la source du *calorique* et les raisons pour lesquelles il s'écoule). Il s'efforce ainsi de produire des détentes de gaz aussi simples que possible, et d'y mesurer la température. Une trentaine d'années plus tard, l'anglais James Prescott Joule reprend et approfondit ces expériences [1] ; mais cette fois, en quantifiant la chaleur en tant qu'*équivalence de travail*. Ces expériences avec ballons de gaz et thermomètres sont tout sauf spectaculaires – mais elles vont jouer un rôle pivot en thermodynamique, parce qu'elles permettent de distinguer pour la première fois chaleur, travail, énergie et température.

4.3.2 La loi de Joule

Dans leur expérience la plus remarquable, Joule et Gay-Lussac cherchent à faire varier la pression et le volume d'un gaz *sans lui transférer de chaleur ou de travail*. Pour cela, ils laissent un gaz comprimé se détendre dans un second récipient vide (figure 4.5). Le travail effectué est nul, car aucune surface n'a été déplacée – l'évolution est entièrement irréversible. La température est mesurée et… il ne se passe rien ! Joule et Gay-Lussac ne mesurent ni transfert de chaleur, ni variation de température.

« J'ai pris deux ballons à deux tubulures, chacun de douze litres de capacité. A l'une des tubulures de chaque ballon étoit adapté un robinet, et à l'autre un thermomètre à alcool très-sensible, dont les degrés centigrades pouvoient être facilement divisés en centièmes. [...] Le vide étant fait dans les deux ballons, et m'étant assuré qu'ils le retenoient exactement, je remplissois l'un d'eux avec le gaz sur lequel je voulois opérer. Environ douze heures après, j'établissois entre eux une communication au moyen d'un tuyau de plomb, et en ouvrant les robinets, le gaz se précipitoit alors dans le ballon vide jusqu'à ce que l'équilibre de pression fût rétablit de part et d'autre. Pendant ce tems, le thermomètre éprouvoit des variations que je notois avec soin. »

Louis Joseph Gay-Lussac, 1807 [3]

Joule effectue une multitude d'expériences différentes au cours desquelles il observe que quel que soit le travail fourni, la relation entre énergie interne (qui ne varie qu'avec travail et chaleur) et température reste sensiblement la même – et il suggère que pour un gaz parfait, elle reste toujours identique.

1. Les travaux méticuleux de Joule mèneront à la première expression formelle du premier principe de la thermodynamique, et à la fin de la théorie du *calorique* selon laquelle la chaleur était un fluide très peu dense et invisible. Ils vaudront à son nom de famille l'utilisation que l'on sait aujourd'hui.

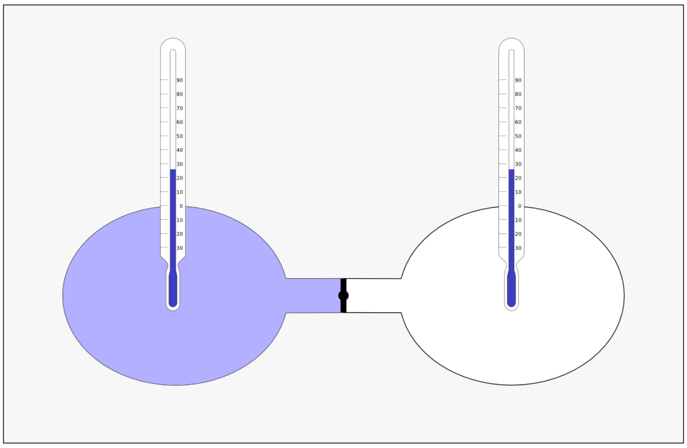


Figure 4.5 – La détente de Joule et Gay-Lussac.
Un gaz est initialement prisonnier d'un réservoir à gauche ; on le laisse se détendre en ouvrant la vanne (au centre) qui le sépare d'un réservoir entièrement vide à droite.
Joule et Gay-Lussac s'intéressent aux variations de température mesurées dans chaque réservoir. Plus les propriétés du gaz rapprochent son comportement du modèle des gaz parfaits (§4.1.4), plus les variations de température qu'ils mesurent sont faibles, jusqu'à devenir indétectables pour certains gaz simples à haute température.

Schéma CC-0 o.c.

Ce postulat est connu sous le nom de *loi de Joule* et est posé comme vrai pour tout gaz parfait. On peut le résumer ainsi :

> La température d'un gaz parfait ne varie qu'avec son énergie interne.

Mathématiquement, nous pouvons l'écrire ainsi :

$$u = f(T) \tag{4/10}$$

La fonction f peut être évaluée avec une expérience dans laquelle la variation de u est quantifiée. Par exemple, lors d'une évolution à volume constant $q = \Delta u$ et $q = c_v\,\Delta T$. On peut ainsi affirmer que la fonction f est une simple relation de proportionnalité. L'énergie interne pouvant être arbitrairement posée comme nulle à température nulle ($u = 0\,\mathrm{J\,kg^{-1}}$ lorsque $T = 0\,\mathrm{K}$), on obtient :

> « La différence entre les moyennes des expansions et des expériences-témoin étant exactement telle que ce que à quoi nous avons attribué l'effet croissant de la température ambiante dans le dernier cas, nous arrivons à la conclusion qu'*il n'y a pas de changement de température lorsque l'on laisse l'air se détendre d'une façon telle qu'il ne développe pas de puissance mécanique.* »
>
> James Prescott Joule, 1845 [8]

$$u = c_v\,T \tag{4/11}$$

pour tout gaz parfait,
quelle que soit l'évolution (réversible ou non),
où u est l'énergie interne spécifique ($\mathrm{J\,kg^{-1}}$) ;
T est la température (K) ;
et c_v est la capacité calorifique massique à volume constant ($\mathrm{J\,kg^{-1}\,K^{-1}}$).

Pour une masse m de gaz parfait, on a bien sûr :

$$U = m\,c_v\,T \tag{4/12}$$

Tant que notre fluide se comporte comme un gaz parfait, cette relation 4/11 reste vraie. Elle fonctionne pendant toute évolution, réversible ou non, et quelles que soient les contraintes de volume, de pression ou de température.

Par contre, il faut bien noter que cette équation 4/11, qui découle de la loi de Joule, n'est pas du tout valable dans le cas des liquides et vapeurs. On peut, par exemple, ajouter de l'énergie à une masse d'eau bouillante, sans que sa température n'augmente. Nous étudierons les liquides et vapeurs dans le chapitre 5.

Exemple 4.3

La chaleur massique à volume constant de l'air est mesurée à $c_{v(\text{air})} = 718\,\text{J}\,\text{kg}^{-1}\,\text{K}^{-1}$.
On prend une masse de 0,5 kg d'air à 20 °C et on lui transfère +15 kJ sous forme de chaleur et −10 kJ sous forme de travail. Quelle est sa température finale ?

Nous savons que l'énergie a varié avec les transferts : $\Delta U = W_{\text{A}\to\text{B}} + Q_{\text{A}\to\text{B}} = m\ c_v\ \Delta T$. Ainsi, la température a varié en proportion : $T_\text{B} = T_\text{A} + \frac{\Delta U}{m\ c_v} = T_\text{A} + \frac{W_{\text{A}\to\text{B}} + Q_{\text{A}\to\text{B}}}{m\ c_v} = 20 + \frac{-10 \cdot 10^3 + (+15 \cdot 10^3)}{0{,}5 \times 718} = 33{,}92\,°\text{C}$

☞ Sacré James ! Il nous suffit de quantifier les variations d'énergie pour connaître la température, et vice-versa.

☞ Ici les températures ne sont qu'additionnées et une conversion en kelvins n'aurait pas modifié le résultat. En cas de doute, il vaut mieux ne pas prendre ce raccourci.

4.3.3 Enthalpie d'un gaz parfait

Parce que nous venons de lier l'énergie interne u à la température et que le produit pv dépend lui aussi de la température, nous pouvons désormais facilement exprimer l'enthalpie h d'un gaz parfait en fonction de la température uniquement.

En effet, nous avons $h \equiv u + pv$ (3/12) ; avec une rapide insertion des équations 4/1 et 4/11 nous pouvons écrire, pour tout gaz parfait :

$$h = u + pv = c_v T + RT = (c_v + R)\ T \tag{4/13}$$

Avec l'équation 4/8 que nous avons développée plus haut, nous pouvons simplifier cette expression pour obtenir :

$$h = c_p\ T \tag{4/14}$$

Pour tout gaz parfait,
quelle que soit l'évolution (réversible ou non),
où h est l'enthalpie spécifique ($\text{J}\,\text{kg}^{-1}$) ;
T est la température (K) ;
et c_p est la capacité calorifique massique à pression constante ($\text{J}\,\text{kg}^{-1}\,\text{K}^{-1}$).

Exemple 4.4

La chaleur massique à pression constante de l'air est mesurée à $c_{p(\text{air})} = 1\,005\,\mathrm{J\,kg^{-1}\,K^{-1}}$.
Un débit de $2\,\mathrm{kg\,s^{-1}}$ d'air passe dans un compresseur, où sa température augmente de $150\,°\mathrm{C}$. Quelle est la puissance consommée par le compresseur ?

Nous savons que l'énergie est directement proportionnelle à la variation de température. Avec les équations 3/14 et 4/14, nous obtenons : $\dot{W}_{\mathrm{A\to B}} + \dot{Q}_{\mathrm{A\to B}} = \dot{m}\,\Delta h = \dot{m}\,c_p\,\Delta T = 2 \times 1\,005 \times (+150) = +301{,}5\,\mathrm{kW}$.

☞ Avec un gaz parfait, un simple thermomètre suffit pour quantifier l'énergie…

☞ …mais pas pour différencier travail et chaleur. Ici nous ne pouvons pas séparer $\dot{W}_{\mathrm{A\to B}}$ de $\dot{Q}_{\mathrm{A\to B}}$. Nous ne pouvons pas non plus prédire l'état du gaz à la sortie, c'est à dire sa pression p et son volume spécifique v (seulement leur multiple). Pour cela, il faudrait une description précise de ce qui se passe entre l'entrée et la sortie.

4.3.4 Interlude : Que retenir du gaz parfait jusqu'ici ?

Le gaz parfait est un modèle pour quantifier la température d'un gaz. Selon ce modèle, les trois principales formes d'énergie que nous avons utilisées jusqu'à présent — l'énergie interne u, l'enthalpie spécifique h et le terme pv — sont directement proportionnelles à la température T :

$$u = c_v T \qquad (\mathrm{J\,kg^{-1}})$$
$$h = c_p T \qquad (\mathrm{J\,kg^{-1}})$$
$$pv = RT \qquad (\mathrm{J\,kg^{-1}})$$

Si l'on mesure la température absolue d'un gaz, alors on peut quantifier immédiatement ces trois formes d'énergie.

4.4 Transformations élémentaires réversibles

Nous nous proposons ici de calculer les propriétés d'un gaz parfait, ainsi que les transferts d'énergie en jeu, lorsqu'on le comprime ou détend selon des contraintes entièrement arbitraires de volume, pression ou température.

4.4.1 À quoi sert cette section de chapitre ?

Les évolutions de gaz que nous étudions ici sont très hypothétiques et pas nécessairement passionnantes, mais elles méritent l'attention de l'étudiant/e pour deux raisons :

1. Le comportement d'un gaz, même avec le modèle du gaz parfait, est intrinsèquement complexe. Ces évolutions élémentaires font figure de gymnastique et permettent d'apprendre à le décrire étape par étape ;
2. Ces évolutions élémentaires sont des outils conceptuels que nous assemblerons plus tard, d'abord pour quantifier les limites théoriques des machines (au chapitre 7), puis pour décrire le comportement des gaz à l'intérieur des machines réelles (au chapitre 10).

4.4.2 Évolutions à pression constante

Il est possible de chauffer ou refroidir un gaz en maintenant sa pression constante (figure 4.6). Une évolution à pression constante est dite *isobare*. Pour générer une telle transformation, nous pouvons :

— avec un système fermé, chauffer ou refroidir le gaz en maintenant une force constante sur les parois ;

— avec un système ouvert, chauffer ou refroidir le gaz en le laissant simplement s'écouler dans un conduit, sans pièce mobile. C'est le cas par exemple dans la chambre de combustion d'un turboréacteur.

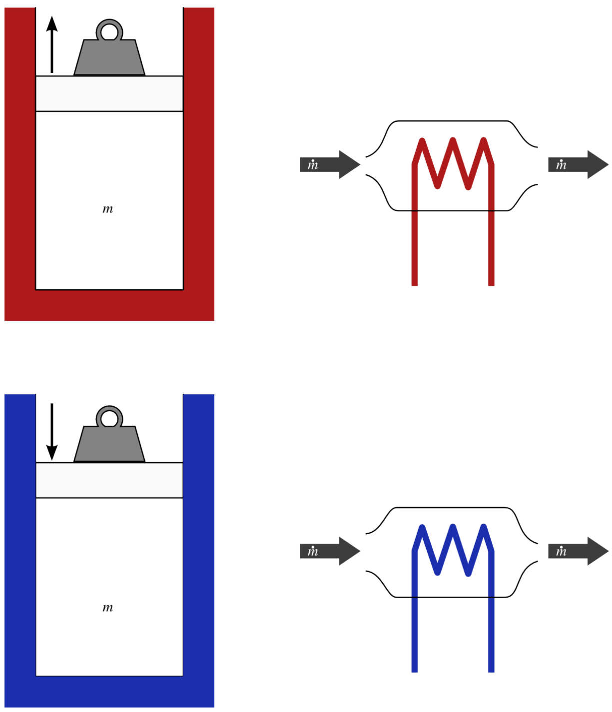


Figure 4.6 – Évolution à pression constante (isobare) d'un gaz parfait. En système fermé (à gauche), le piston exerce une force constante tout au long de l'évolution. En système ouvert (à droite), aucun travail n'est effectué.

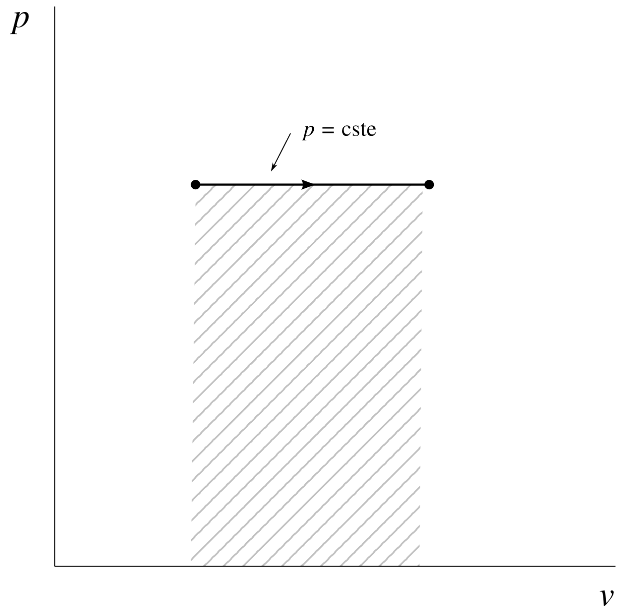


FIGURE 4.7 – Réchauffement à pression constante d'un gaz parfait, représenté sur un diagramme pression-volume.

Lorsque la pression est constante, les propriétés du gaz varient selon la relation

$$\frac{T}{v} = \text{constante} \tag{4/15}$$

En système fermé, nous avons $q_{1\to2} + w_{1\to2} = \Delta u$ (2/2) et, si l'évolution est réversible, la chaleur et le travail peuvent être facilement reliés à la température :

$$w_{1\to2} = -\int_1^2 p \, \mathrm{d}v = -p_{\text{cste}} \int_1^2 \mathrm{d}v = -p_{\text{cste}} \, \Delta v$$
$$w_{1\to2} = -R \, \Delta T \tag{4/16}$$

lors d'une évolution réversible à pression constante p_{cste}, en système fermé.

et nous remarquons que le travail est de signe opposé à la variation de température.

La chaleur peut être quantifiée aisément :

$$q_{1\to2} = \Delta u - w_{1\to2} = \Delta u + p_{\text{cste}} \, \Delta v = \Delta h$$
$$q_{1\to2} = c_p \, \Delta T \tag{4/17}$$

lors d'une évolution réversible à pression constante, en système fermé.

Lorsque l'évolution se fait en système ouvert, nous avons $q_{1\to2} + w_{1\to2} = \Delta h$ (3/15), et, si l'évolution est réversible, la chaleur et le travail se quantifient sans peine :

$$w_{1\to 2} = \int_1^2 v \, \mathrm{d}p$$
$$w_{1\to 2} = 0 \tag{4/18}$$

lors d'une évolution réversible à pression constante, en système ouvert.

Le travail est bien sûr nul, puisqu'aucune pièce mobile n'est présente pour extraire de l'énergie mécanique du gaz.

La chaleur est alors responsable de l'entièreté de la variation de température :

$$q_{1\to 2} = \Delta h - w_{1\to 2} = \Delta h$$
$$q_{1\to 2} = c_p \, \Delta T \tag{4/19}$$

lors d'une évolution réversible à pression constante, en système ouvert.

Exemple 4.5

Pour l'air, on mesure $c_{p(\text{air})} = 1\,005\,\mathrm{J\,kg^{-1}\,K^{-1}}$, $c_{v(\text{air})} = 718\,\mathrm{J\,kg^{-1}\,K^{-1}}$, $R_{\text{air}} = 287\,\mathrm{J\,kg^{-1}\,K^{-1}}$. Combien faut-il d'énergie pour chauffer l'air dans un appartement de $30\,\mathrm{m^2}$ depuis $10\,°\mathrm{C}$ jusqu'à $20\,°\mathrm{C}$?

Le réchauffement se fera vraisemblablement à pression constante (à moins que l'appartement ne soit fermé hermétiquement, la pression sera partout atmosphérique et l'air « fuira » sous les portes). Nous supposons une pression de $1\,\mathrm{bar}$ et une hauteur de plafond de $2{,}5\,\mathrm{m}$. Nous utilisons un système fermé englobant tout l'air réchauffé.

Nous avons un volume de $75\,\mathrm{m^3}$, ce qui mène la masse totale d'air à $m_{\mathrm{A}} = \frac{p_{\mathrm{A}}\,V_{\mathrm{A}}}{R\,T_{\mathrm{A}}} = \frac{1\cdot 10^5 \times 75}{287\times(10+273{,}15)} = 92{,}29\,\mathrm{kg}$.
La chaleur nécessaire pour chauffer cette quantité d'air à pression constante est quantifiable avec l'équation 4/17 : $Q_{\mathrm{A}\to\mathrm{B}} = m\,c_p\,\Delta T = 93{,}29 \times 1\,005 \times (20-10) = +9{,}28\cdot 10^5\,\mathrm{J} = +928\,\mathrm{kJ}$.

☞ Ce résultat représente le transfert final *net* de chaleur vers l'air (incluant les pertes vers les murs et les fenêtres, ainsi que les transferts qui les compensent).

☞ À l'inverse, un refroidissement provoquerait l'arrivée d'air extérieur, dont il faudrait tenir compte dans le calcul de la masse.

4.4.3 Évolutions à volume constant

Il est possible de chauffer ou refroidir un gaz en maintenant son volume constant (figure 4.8). Une évolution à volume constant est dite *isochore*.

— Avec un système fermé, nous pouvons chauffer ou refroidir un gaz dans un réservoir fixe et fermé. C'est le cas par exemple pendant la phase de combustion (« explosion ») dans un moteur à essence.

— Avec un système ouvert, la manipulation est plus complexe. Nous devons compresser le gaz pendant qu'on le réchauffe pour éviter que son volume n'augmente ; À l'inverse, pendant un refroidissement, il faut le détendre pour éviter que son volume ne baisse. Cette manipulation n'a pas d'application pratique courante.

Lorsque le volume spécifique d'un gaz parfait est constant, ses propriétés varient selon la relation

$$\frac{T}{p} = \text{constante} \tag{4/20}$$

En système fermé, nous avons $q_{1\to2} + w_{1\to2} = \Delta u$ et, si l'évolution est réversible, la chaleur et le travail peuvent être facilement reliés à la température.

Le volume ne variant pas, le travail est bien sûr nul :

$$w_{1\to2} = -\int_1^2 p\,\mathrm{d}v$$
$$w_{1\to2} = 0 \tag{4/21}$$

lors d'une évolution réversible à volume constant, en système fermé.

La chaleur peut être quantifiée aisément :

$$q_{1\to2} = \Delta u - w_{1\to2} = \Delta u$$
$$q_{1\to2} = c_v\,\Delta T \tag{4/22}$$

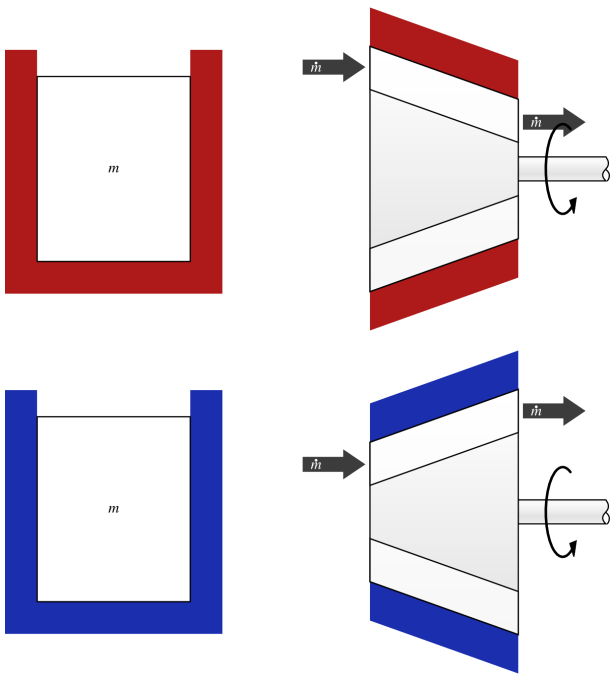


FIGURE 4.8 – Évolution à volume constant (isochore) d'un gaz parfait. En système fermé (à gauche), le volume est bloqué et aucun travail n'est effectué. En système ouvert (à droite), on doit comprimer le gaz pendant qu'on le chauffe et le détendre pendant qu'on le refroidit, pour pouvoir maintenir le volume spécifique constant.

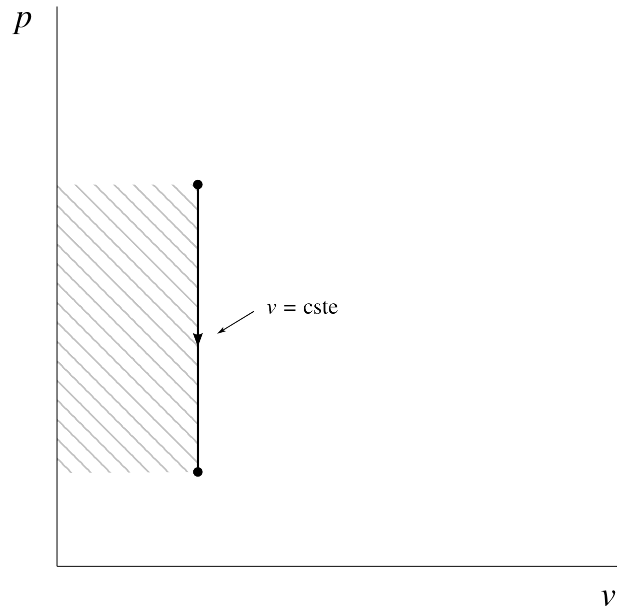


FIGURE 4.9 – Refroidissement à volume constant d'un gaz parfait, représenté sur un diagramme pression-volume.

Diagramme CC-0 o.c.

lors d'une évolution réversible à volume constant, en système fermé.

Lorsque l'évolution se fait en système ouvert, nous avons $q_{1\to2} + w_{1\to2} = \Delta h$ et, si l'évolution est réversible, la chaleur et le travail peuvent être quantifiés, bien qu'avec un peu plus de difficulté :

$$w_{1\to2} = \int_1^2 v \, \mathrm{d}p = v_{\text{cste}} \int_1^2 \mathrm{d}p = v_{\text{cste}} \int_1^2 \frac{R}{v_{\text{cste}}} \mathrm{d}T = R \int_1^2 \mathrm{d}T$$
$$w_{1\to2} = R \, \Delta T \tag{4/23}$$

lors d'une évolution réversible à volume constant, en système ouvert.

On peut alors quantifier facilement la chaleur à fournir :

$$q_{1\to2} = \Delta h - w_{1\to2} = c_p \, \Delta T - R \, \Delta T$$
$$q_{1\to2} = c_v \, \Delta T \tag{4/24}$$

lors d'une évolution réversible à volume constant, en système ouvert.

Exemple 4.6

Pour l'air, on mesure $c_{p(\text{air})} = 1\,005\,\mathrm{J\,kg^{-1}\,K^{-1}}$, $c_{v(\text{air})} = 718\,\mathrm{J\,kg^{-1}\,K^{-1}}$, $R_{\text{air}} = 287\,\mathrm{J\,kg^{-1}\,K^{-1}}$.
Dans un cylindre de moteur à essence, de l'air se trouve à pression de 17 bar avec une masse volumique de 9,4 $\mathrm{kg\,m^{-3}}$. La combustion du carburant (si rapide

que le volume n'a pas le temps de varier) se traduit par l'apport de 1 450 $\mathrm{kJ\,kg^{-1}}$ de chaleur. Quelles valeurs atteignent la température et la pression ?

Au départ, la température est $T_\mathrm{A} = \frac{p_\mathrm{A} v_\mathrm{A}}{R} = \frac{p_\mathrm{A}}{\rho_A R} = \frac{17 \cdot 10^5}{9{,}4 \times 287} = 630{,}1\,\mathrm{K} = 357\,°\mathrm{C}$. Nous utilisons un système fermé constitué par la masse d'air. Le volume ne variant pas, le travail est nul (4/21) et c'est la chaleur qui fait varier l'énergie interne (4/22) : $q_{\mathrm{A}\to\mathrm{B}} = \Delta u - w_{\mathrm{A}\to\mathrm{B}} = \Delta u = c_v\,\Delta T$; ainsi $T_\mathrm{B} = T_\mathrm{A} + \frac{q_{\mathrm{A}\to\mathrm{B}}}{c_v} = 630{,}1 + \frac{1\,450 \cdot 10^3}{718} = 2\,649{,}6\,\mathrm{K} = 2\,376{,}5\,°\mathrm{C}$.

La pression finale s'obtient en comparant la condition finale et la condition initiale (4/20) : $\frac{RT_\mathrm{A}}{p_\mathrm{A}} = v_\mathrm{A} = v_\mathrm{B} = \frac{RT_\mathrm{B}}{p_\mathrm{B}}$; ainsi $p_\mathrm{B} = \frac{T_\mathrm{B}}{T_\mathrm{A}} p_\mathrm{A} = \frac{2\,649{,}6}{630{,}1} \times 17 \cdot 10^5 = 7{,}148 \cdot 10^6\,\mathrm{Pa} = 71{,}5\,\mathrm{bar}$.

☞ Attention à bien compter les températures en kelvins dans les fractions.

☞ La température maximale, supérieure à 2 300 °C, dépasse la température de fonte de la plupart des métaux. Dans un moteur à essence, cette température n'est atteinte que sporadiquement, à chaque combustion.

☞ Les données de cet exemple imitent celles de l'exercice E 2.5 p.51. Cette fois, nous savons prédire les conditions finales sans devoir faire de mesure.

4.4.4 Évolutions à température constante

Il est possible de chauffer ou refroidir un gaz en maintenant sa température constante (figure 4.10). Une évolution à température constante est dite *isotherme*.

Pour un gaz parfait, une évolution à température constante se fait toujours à énergie constante. Pour chaque joule de chaleur que l'on fournit au gaz, il faut lui prendre un joule sous forme de travail ; inversement chaque prélèvement de chaleur doit être compensé par un apport égal de travail.

En pratique, cette complexité fait que les transferts de chaleur isothermes sont rarement utilisés dans l'industrie. Ils revêtent par contre une importance théorique capitale, que nous étudierons au chapitre 7 (*le second principe*).

« Il est facile d'imaginer une petite quantité de combustible gazeux ou liquide, ou bien de la poussière de charbon, que l'on insérerait dans un volume d'air comprimé et très chaud, et qui brûlerait suite à un allumage séparé ou spontané. Le piston est chassé en même temps de sorte qu'aucune augmentation de température n'ait lieu, car la chaleur développée par chaque particule de combustible est instantanément absorbée par le refroidissement dû à l'expansion. De cette façon l'ensemble de la chaleur est transformée en travail. »

Rudolf Diesel, 1893
Theorie und Konstruktion eines rationellen Wärmemotors [23, 24]

Lorsque la température d'un gaz parfait reste constante, ses propriétés varient selon la relation

$$p\,v = \text{constante} \tag{4/25}$$

En système fermé, nous avons $q_{1\to2} + w_{1\to2} = \Delta u$, et, si l'évolution est réversible, la chaleur et le travail peuvent être reliés aux propriétés du gaz, non sans une certaine difficulté toutefois.

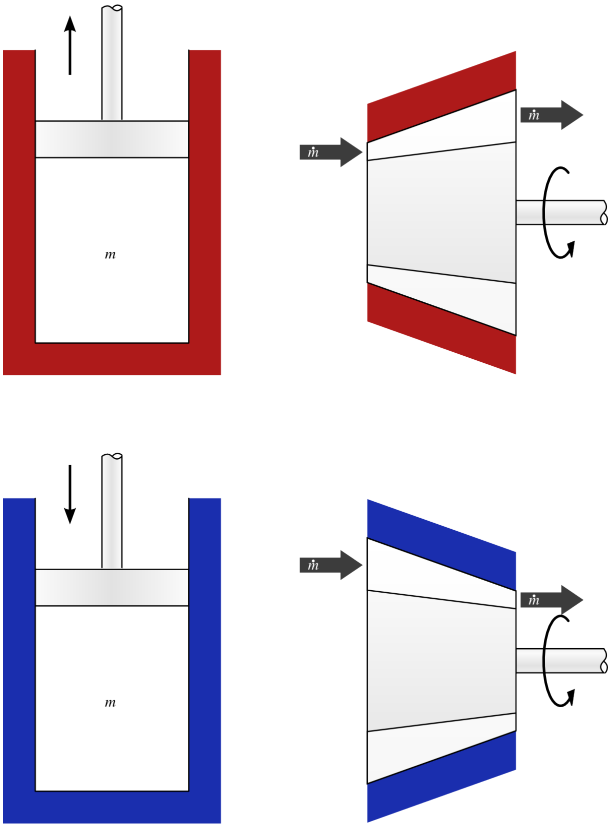


FIGURE 4.10 – Évolution à température constante (isotherme) d'un gaz parfait. En système fermé (à gauche), on laisse travailler le gaz sur un piston pendant qu'on le chauffe, et à l'inverse, on lui fournit du travail lorsqu'on le refroidit. En système ouvert (à droite), les mêmes manipulations sont effectuées en flux continu.

Schéma CC-0 o.c.

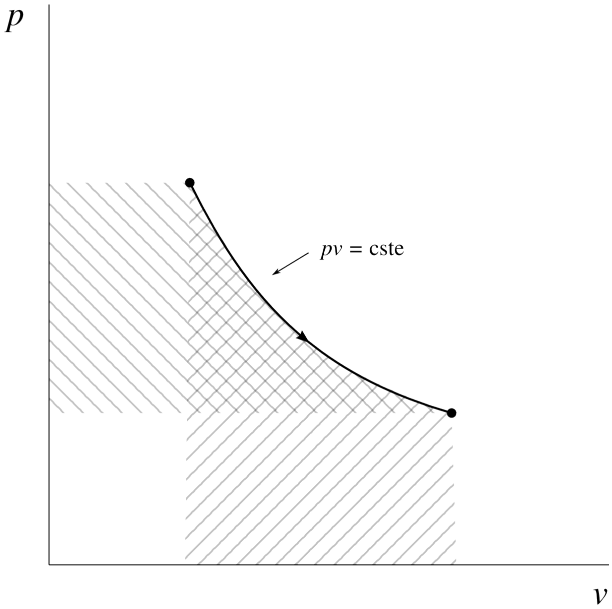


FIGURE 4.11 – Détente (réchauffement) à température constante d'un gaz parfait, représenté sur un diagramme pression-volume.

Diagramme CC-0 o.c.

$$w_{1\to 2} = -\int_1^2 p \,\mathrm{d}v = -\int \frac{R\,T_{\text{cste}}}{v}\,\mathrm{d}v = -R\,T_{\text{cste}}\int_1^2 \frac{1}{v}\,\mathrm{d}v = -R\,T_{\text{cste}}[\ln v]_{v_1}^{v_2}$$

$$w_{1\to 2} = R\,T_{\text{cste}}\ln\left(\frac{v_1}{v_2}\right) \tag{4/26}$$

lors d'une évolution réversible à température constante, en système fermé.

On peut aussi exprimer le travail en fonction de la pression, puisqu'avec l'équation 4/25 on a :

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{p_2}{p_1}$$

ainsi :

$$w_{1\to 2} = R\,T_{\text{cste}}\ln\left(\frac{p_2}{p_1}\right) \tag{4/27}$$

lors d'une évolution réversible à température constante, en système fermé.

« *Lorsqu'un gaz varie de volume sans changer de température, les quantités de chaleur absorbées ou dégagées par ce gaz sont en progression arithmétique, si les accroissemens ou les réductions de volume se trouvent être en progression géométrique.* Lorsque l'on comprime un litre d'air maintenu à la température 10° et qu'on le réduit à 1/2 litre, il se dégage une certaine quantité de chaleur. Cette quantité se trouvera toujours la même si l'on réduit de nouveau le volume de 1/2 litre à de 1/4 de litre, de 1/4 de litre à 1/8, ainsi de suite. »

Sadi Carnot, 1824 [4]

La chaleur peut être quantifiée aisément. En effet, l'énergie interne ne varie pas :

$$q_{1\to 2} = \Delta u - w_{1\to 2} = 0 - w_{1\to 2}$$

$$q_{1\to 2} = -w_{1\to 2} \tag{4/28}$$

lors d'une évolution réversible à température constante, en système fermé.

Lorsque l'évolution se fait en système ouvert, nous avons $q_{1\to 2} + w_{1\to 2} = \Delta h$ et, si l'évolution est réversible, la chaleur et le travail peuvent être quantifiés de la même façon :

$$w_{1\to 2} = \int_1^2 v\,\mathrm{d}p = \int_1^2 \frac{R\,T_{\text{cste}}}{p}\,\mathrm{d}p = R\,T_{\text{cste}}\int_1^2 \frac{1}{p}\,\mathrm{d}p = R\,T_{\text{cste}}[\ln v]_{p_1}^{p_2}$$

$$w_{1\to 2} = R\,T_{\text{cste}}\ln\left(\frac{p_2}{p_1}\right) = R\,T_{\text{cste}}\ln\left(\frac{v_1}{v_2}\right) \tag{4/29}$$

lors d'une évolution réversible à température constante, en système ouvert.

Cette relation, identique à l'équation 4/27, n'aura pas surpris l'étudiant/e perspicace, puisque la relation pv = cste. assure que pour deux points donnés en figure 4.11, l'aire sous la courbe est toujours égale à l'aire à gauche de la courbe.

La chaleur à fournir se quantifie bien sûr sans peine :

$$q_{1\to 2} = \Delta h - w_{1\to 2} = 0 - w_{1\to 2}$$

$$q_{1\to 2} = -w_{1\to 2} \tag{4/30}$$

lors d'une évolution réversible à température constante, en système ouvert.

Exemple 4.7

Pour l'air, on mesure $c_{p(\text{air})} = 1\,005\,\text{J}\,\text{kg}^{-1}\,\text{K}^{-1}$, $c_{v(\text{air})} = 718\,\text{J}\,\text{kg}^{-1}\,\text{K}^{-1}$, $R_{\text{air}} = 287\,\text{J}\,\text{kg}^{-1}\,\text{K}^{-1}$.
Une masse de 2,5 kg d'air dans un réservoir est à pression de 2 bar et température de 800 °C. On souhaite lui fournir 100 kJ de chaleur sans modifier sa température. Quel doit être le transfert de travail ? Quels seront le volume et la pression au final ?

Le travail est facile à déterminer : $W_{\text{A}\to\text{B}} + Q_{\text{A}\to\text{B}} = \Delta U = 0$ ici car la température ne varie pas. Ainsi $W_{\text{A}\to\text{B}} = -Q_{\text{A}\to\text{B}} = -100\,\text{kJ}$ (le gaz doit dépenser autant de travail qu'il reçoit de chaleur).
Les propriétés finales sont obtenues grâce à l'équation 4/26 :

$$w_{\text{A}\to\text{B}} = R\,T_{\text{cste}} \ln\left(\frac{v_\text{A}}{v_\text{B}}\right) = R\,T_{\text{cste}} \ln\left(\frac{V_\text{A}}{V_\text{B}}\right)$$

$$\frac{V_\text{A}}{V_\text{B}} = \exp\left[\frac{w_{\text{A}\to\text{B}}}{R\,T_{\text{cste}}}\right] = \exp\left[\frac{W_{\text{A}\to\text{B}}}{m\,R\,T_{\text{cste}}}\right]$$

$$= \exp\left[\frac{-100\cdot 10^3}{2{,}5\times 287\times(800+273{,}15)}\right] = 0{,}878207$$

Et comme $V_\text{A} = \frac{R\,T_\text{A}}{p_\text{A}} = \frac{287\times(800+273{,}15)}{2\cdot 10^5} = 1{,}54\,\text{m}^3$, nous obtenons un volume final $V_\text{B} = \frac{V_\text{A}}{0{,}878207} = 1{,}715\,\text{m}^3$.
La pression finale, enfin, s'obtient en comparant l'état final et l'état initial : $p_\text{A}V_\text{A} = m\,R\,T_\text{A} = m\,R\,T_\text{B} = p_\text{B}V_\text{B}$ (ou avec l'équation 4/27) : $p_\text{B} = p_\text{A}\frac{V_\text{A}}{V_\text{B}} = 2\cdot 10^5 \times 0{,}878207 = 1{,}786\cdot 10^5\,\text{Pa} = 1{,}786\,\text{bar}$.

☞ Le volume augmente et la pression diminue, puisque le gaz travaille en se détendant et en recevant de la chaleur.

☞ Il est difficile de cacher que ce type d'évolution est rarement utilisé en pratique, mais il nous servira pour élaborer un prodigieux thermomètre-moteur-réfrigérateur absolu, au chapitre 7 (*le second principe*).

4.4.5 Évolutions adiabatiques réversibles

Une évolution *adiabatique* est une évolution au cours de laquelle il n'y a aucun transfert de chaleur (figure 4.12). On peut forcer cela en recouvrant le récipient ou le conduit de gaz que l'on compresse ou détend avec une épaisse couche d'isolant thermique.

Une évolution *adiabatique réversible* est effectuée infiniment lentement. Un piston dans un cylindre devra pour cela être déplacé infiniment lentement, et un compresseur en flux continu devra pour cela être infiniment long. Plus tard, dans le chapitre 8 (*l'entropie*), nous appellerons ces transformations *isentropiques*.

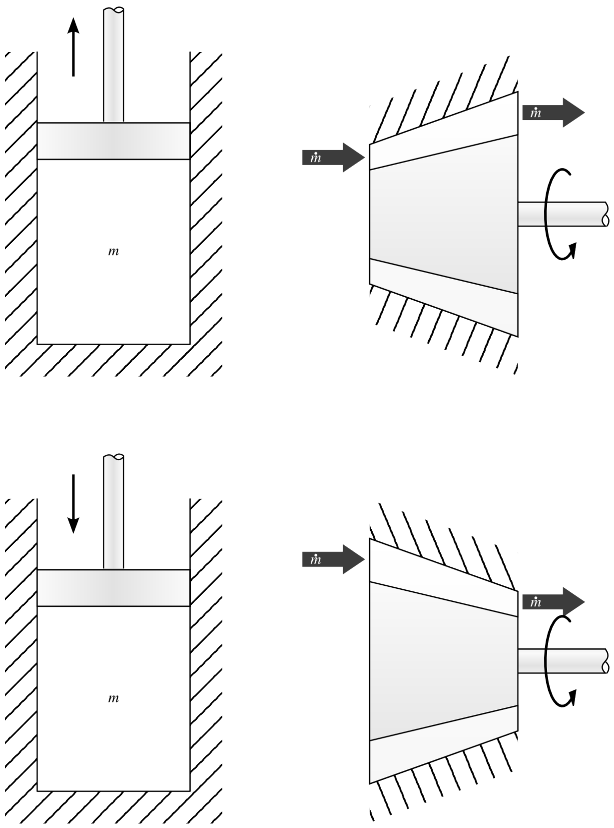


Figure 4.12 – Évolution adiabatique réversible (isentropique) d'un gaz parfait. En système fermé (à gauche) comme en système ouvert (à droite), l'appareil est parfaitement isolé, de sorte qu'il n'y ait aucun transfert de chaleur, même si la température du gaz varie.

Schéma CC-0 o.c.

Attention, même s'il n'y a strictement aucun transfert de chaleur, la température est nécessairement amenée à varier dans une telle évolution, puisque le travail est non-nul. Cette variation de température est d'ailleurs très souvent l'effet escompté, comme nous pourrons le voir au chapitre 7 (*le second principe*).

En système fermé, nous avons $q_{1\to2} + w_{1\to2} = \Delta u$ et, si l'évolution est réversible, la chaleur et le travail sont quantifiés sans la moindre difficulté :

$$q_{1\to2} = 0 \tag{4/31}$$

lors d'une évolution adiabatique réversible, par définition.

$$w_{1\to2} = \Delta u - q_{1\to2} = \Delta u$$
$$w_{1\to2} = c_v \, \Delta T \tag{4/32}$$

lors d'une évolution adiabatique réversible en système fermé.

Lorsque l'évolution se fait en système ouvert, nous avons $q_{1\to2} + w_{1\to2} = \Delta h$ et nous pouvons de même écrire :

$$q_{1\to2} = 0 \tag{4/33}$$
$$w_{1\to2} = c_p \, \Delta T \tag{4/34}$$

lors d'une évolution adiabatique réversible, en système ouvert.

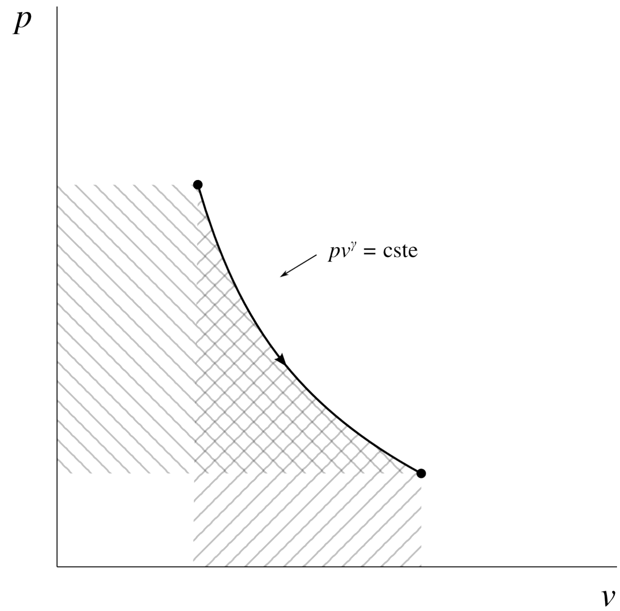


FIGURE 4.13 – Détente adiabatique réversible d'un gaz parfait, représentée sur un diagramme pression-volume.

Diagramme CC-0 o.c.

Malheureusement, ces deux équations 4/32 et 4/34 ne sont d'aucune utilité tant que l'on a pas prédit la température T_2 à la fin de l'évolution. Or, dans une évolution adiabatique réversible, rien ne reste constant : le volume spécifique, la pression et la température varient tous les trois. Comment quantifier ces propriétés ?

Partons d'une évolution adiabatique infiniment petite dans un système fermé. Lorsque l'évolution est réversible, $\mathrm{d}w = -p\,\mathrm{d}v$ et alors :

$$\begin{aligned} \mathrm{d}q = \mathrm{d}u - \mathrm{d}w &= 0 \\ \mathrm{d}u + p\,\mathrm{d}v &= 0 \end{aligned}$$

Comme $\mathrm{d}u = c_v\,\mathrm{d}T$ pour un gaz parfait et que $p = RT/v$, on peut ré-écrire cette équation ainsi :

$$\begin{aligned} c_v\,\mathrm{d}T + \frac{RT}{v}\,\mathrm{d}v &= 0 \\ \frac{1}{T}\,\mathrm{d}T + \frac{R}{c_v}\frac{1}{v}\,\mathrm{d}v &= 0 \end{aligned}$$

En intégrant entre deux états 1 et 2 :

$$\begin{aligned} \ln\left(\frac{T_2}{T_1}\right) + \frac{R}{c_v}\ln\left(\frac{v_2}{v_1}\right) &= 0 \\ \ln\left(\frac{T_2}{T_1}\right) + \ln\left(\frac{v_2}{v_1}\right)^{\frac{R}{c_v}} &= 0 \end{aligned}$$

$$\ln\left(\frac{T_2}{T_1}\right) = \ln\left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{\frac{R}{c_v}} \tag{4/35}$$

Et comme $R = c_p - c_v$ (4/8) et $\gamma \equiv c_p/c_v$ (4/9), on a $\frac{R}{c_v} = \gamma - 1$, ce qui permet de reformuler l'équation 4/35 ci-dessus :

$$\left(\frac{T_2}{T_1}\right) = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{\gamma-1}$$

Nous avons donc lié température et volume spécifique lorsque l'évolution est adiabatique réversible (privée de transfert de chaleur et infiniment lente).

Quelques manipulations algébriques, qu'il est laissé à l'étudiant/e le soin de réviser, nous permettent de décliner cette expression en fonction de la pression. On obtient ainsi les trois relations :

$$\left(\frac{T_1}{T_2}\right) = \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^{\gamma-1} \tag{4/36}$$

$$\left(\frac{T_1}{T_2}\right) = \left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \tag{4/37}$$

$$\left(\frac{p_1}{p_2}\right) = \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^{\gamma} \tag{4/38}$$

pour toute évolution adiabatique réversible.

Cette dernière équation 4/38 équivaut à l'expression :

$$pv^{\gamma} = \text{constante} \tag{4/39}$$

pour toute évolution adiabatique réversible.

Nous disposons donc d'une relation simple entre pression et volume pour un gaz parfait suivant une évolution réversible adiabatique. Remarquons une dernière fois que, même si par définition aucune chaleur n'est transférée, la température varie systématiquement, comme l'indique la relation 4/36.

Exemple 4.8

Pour l'air, on mesure $c_{p(\text{air})} = 1\,005\,\text{J}\,\text{kg}^{-1}\,\text{K}^{-1}$, $c_{v(\text{air})} = 718\,\text{J}\,\text{kg}^{-1}\,\text{K}^{-1}$, $R_{\text{air}} = 287\,\text{J}\,\text{kg}^{-1}\,\text{K}^{-1}$, et $\gamma_{\text{air}} = 1{,}4$.
Un réservoir d'air comprimé de 50 L contient de l'air à 40 bar et 50 °C. L'atmosphère ambiante est à 1 bar. Quelle est la quantité maximale de travail que l'on peut extraire de l'air comprimé sans lui fournir de chaleur ?

Le travail maximal sera obtenu si la détente est réversible. Comme nous ne pouvons pas apporter de chaleur, notre meilleure option est donc ici d'effectuer une détente adiabatique réversible depuis 40 bar jusqu'à 1 bar. Nous voulons calculer la température finale, car c'est elle qui nous donnera

la variation d'énergie, donc le travail perdu par le gaz. Des trois intimidantes relations 4/36 à 4/38, c'est la seconde qui nous intéresse : $\left(\frac{T_A}{T_B}\right) = \left(\frac{p_A}{p_B}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}$.

Ainsi : $T_B = T_A \left(\frac{p_A}{p_B}\right)^{-\frac{\gamma-1}{\gamma}} = (50 + 273{,}15) \left(\frac{40}{1}\right)^{\frac{1{,}4-1}{1{,}4}} = 112{,}6\,\mathrm{K} = -160{,}5\,°\mathrm{C}$.

Le travail effectué par le système fermé constitué par le gaz est donc $w_{A\to B} = \Delta u - q_{A\to B} = c_v\ \Delta T - 0 = 718 \times (-160{,}5 - 50) = -1{,}5115 \cdot 10^5\,\mathrm{J\,kg^{-1}} = -151{,}1\,\mathrm{kJ\,kg^{-1}}$.

En calculant la masse $m_A = \frac{p_A V_A}{R\,T_A} = \frac{40 \cdot 10^5 \times 0{,}2}{287 \times\ (50+273{,}15)} = 8{,}626\,\mathrm{kg}$, nous obtenons $W_{A\to B} = m_A w_{A\to B} = 8{,}626 \times -151{,}1 \cdot 10^3 = -1{,}3038 \cdot 10^6\,\mathrm{J} = -1{,}304\,\mathrm{MJ}$.

☞ Cela représente suffisamment d'énergie pour accélérer sans frottement un véhicule de 1 t jusqu'à une vitesse $C = \left[\frac{1{,}3038 \cdot 10^6}{\frac{1}{2} \times 1\,000}\right]^{0{,}5} = 51{,}1\,\mathrm{m\,s^{-1}} \approx 180\,\mathrm{km/h}$.

☞ La température finale, −160 °C (!), nous rappelle qu'il ne faut pas confondre « adiabatique » et « à température constante ».

☞ Dans les fractions, les pressions peuvent être laissées en bars, mais les températures ne peuvent rester en °C.

☞ La détente correspond au maximum de travail car elle est réversible. Si elle ne l'était pas, alors la température du gaz chuterait moins et le travail serait plus faible (nous aurions toujours $w = c_v \Delta T$). Dans le cas le plus extrême, celui de la détente de Joule et Gay-Lussac (§4.3.2), la température resterait fixe à 50 °C et aucun travail ne serait développé.

4.4.6 Évolutions arbitraires

Il faut bien garder en tête que l'on peut en pratique faire évoluer les propriétés d'un gaz *de n'importe quelle façon arbitraire* (figure 4.14).

Nous nous sommes concentrés sur quatre évolutions particulières des gaz parfaits, parce qu'elles jouent chacune un rôle important, pour les physiciens comme pour les ingénieur/es, dans la conception des machines thermiques. Cela ne doit toutefois pas limiter notre façon de « penser » un gaz et ses transformations. En contrôlant astucieusement les transferts de chaleur et de travail, nous pouvons bien sûr provoquer n'importe quelle évolution arbitraire.

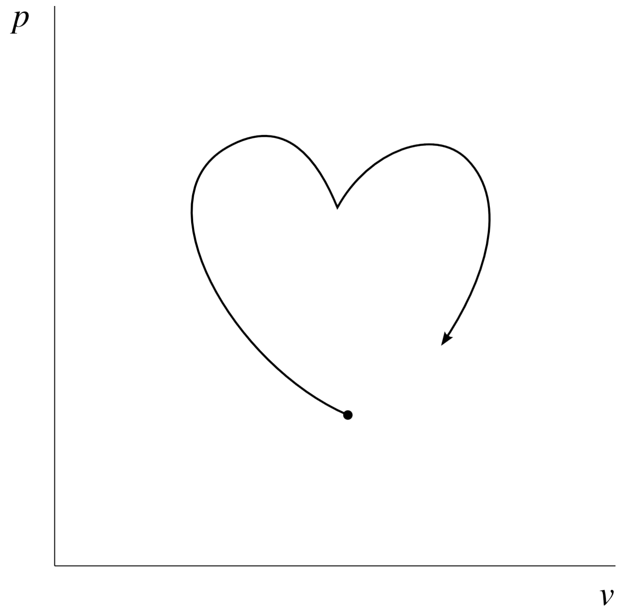


Figure 4.14 – Évolution entièrement arbitraire d'un gaz parfait représentée sur un diagramme pression-volume. Une telle évolution requiert une combinaison complexe de transferts de chaleur et de travail, que l'étudiant/e est invité/e à se représenter.

Diagramme CC-0 o.c.

4.5 Un peu d'histoire : Lavoisier et Laplace s'interrogent sur la nature de la chaleur

Par Philippe Depondt
Université Pierre et Marie Curie, Paris

Les débats sur la nature de la chaleur se sont poursuivis jusqu'à la fin du XIXe siècle avec l'acceptation progressive des théories atomiques. Une étape importante dans cette réflexion est fournie avec une concision et une éloquence irrésistibles dans le *Mémoire sur la chaleur* (1780 [1]) des physiciens français Lavoisier et Laplace :

> « Les physiciens sont partagés sur la nature de la chaleur. Plusieurs d'entre eux la regardent comme un fluide répandu dans toute la nature, et dont les corps sont plus ou moins pénétrés, à raison de leur température et de leur disposition particulière à le retenir ; il peut se combiner avec eux, et, dans cet état, il cesse d'agir sur le thermomètre et de se communiquer d'un corps à l'autre, ce n'est que dans l'état de liberté, qui lui permet de se mettre en équilibre dans les corps, qu'il forme ce que nous nommons *chaleur libre*.
>
> D'autres physiciens pensent que la chaleur n'est que le résultat des mouvements insensibles des molécules de la matière. On sait que les corps, même les plus denses, sont remplis d'un grand nombre de pores ou de petits vides, dont le volume peut surpasser considérablement celui de la matière qu'ils renferment ; ces espaces vides laissent à leurs parties insensibles la liberté d'osciller dans tous les sens, et il est naturel de penser que ces parties sont dans une agitation continuelle, qui, si elle augmente jusqu'à un certain point, peut les désunir et décomposer les corps ; c'est ce mouvement intestin qui, suivant les physiciens donc nous parlons, constitue la chaleur.
>
> Pour développer cette hypothèse, nous ferons observer que, dans tous les mouvements dans lesquels il n'y a point de changement brusque, il existe une loi générale que les géomètres ont désignée sous le nom de *principe de la conservation des forces vives* ; cette loi consiste en ce que, dans un système de corps qui agissent les uns sur les autres d'une manière quelconque, la force vive, c'est-à-dire la somme des produits de chaque masse par le carré de sa vitesse, est constante. Si les corps sont animés par des forces accélératrices, la force vive est égale à ce qu'elle était à l'origine du mouvement, plus à la somme des masses multipliées par les carrés des vitesses dues à l'action des forces accélératrices. Dans l'hypothèse que nous examinons, la chaleur est la force vive qui résulte des mouvements insensibles des molécules d'un corps ; elle est la somme des produits de la masse de chaque molécule par le carré de sa vitesse.

> Si l'on met en contact deux corps dont la température soit différente, les quantités de mouvements qu'ils se communiqueront réciproquement seront d'abord inégales ; la force vive du plus froid augmentera de la même quantité dont la force vive de l'autre diminuera, et cette augmentation aura lieu jusqu'à ce que les quantités de mouvement communiquées de part et d'autre soient égales ; dans cet état la température des corps sera parvenue à l'uniformité.
>
> Cette manière d'envisager la chaleur explique facilement pourquoi l'impulsion directe des rayons solaires est inappréciable, tandis qu'ils produisent une grande chaleur. Leur impulsion est le produit de leur masse par leur simple vitesse ; or, quoique cette vitesse soit excessive, leur masse est si petite, que ce produit est presque nul, au lieu que leur force vive étant le produit de leur masse par le carré de leur vitesse, la chaleur qu'elle représente est d'un ordre très-supérieur à celui de leur impulsion directe. Cette impulsion sur un corps blanc, qui réfléchit abondamment la lumière, est plus grande que sur un corps noir, et cependant les rayons solaires communiquent au premier une moindre chaleur, parce que ces rayons, en se réfléchissant, emportent leur force vive, qu'ils communiquent au corps noir qui les absorbe.
>
> Nous ne déciderons point entre les deux hypothèses précédentes ; plusieurs phénomènes paraissent favorables à la dernière ; tel est, par exemple, celui de la chaleur que produit le frottement de deux corps solides ; mais il en est d'autres qui s'expliquent plus simplement dans la première ; peut-être ont-elles lieu toutes deux à la fois. Quoi qu'il en soit, comme on ne peut former que ces deux hypothèses sur la nature de la chaleur, on doit admettre les principes qui leur sont communs ; or, suivant l'une et l'autre, *la quantité de chaleur libre reste toujours la même dans le simple mélange des corps.* Cela est évident, si la chaleur est un fluide qui tend à se mettre en équilibre, et, si elle n'est que la force vive qui résulte du mouvement intestin de la matière, le principe dont il s'agit est une suite de celui de la conservation des forces vives. La conservation de la chaleur libre, dans le simple mélange des corps, est donc indépendante de toute hypothèse sur la nature de la chaleur ; elle a été généralement admise par les physiciens, et nous l'adopterons dans les recherches suivantes. »

À l'époque où ce texte a été écrit, l'hypothèse atomique restait largement spéculative, faute de moyens expérimentaux adéquats : l'expérience de Jean Perrin qui a finalement tranché n'a eu lieu que dans les premières années du XXe siècle, et les expériences de diffraction de rayons X suggérées par Max von Laue se situent en 1912.

4.6 Exercices

L'air est modélisé comme un gaz parfait.

$c_{v(\text{air})} = 718\,\text{J}\,\text{kg}^{-1}\,\text{K}^{-1}$ $\quad R_{\text{air}} = 287\,\text{J}\,\text{kg}^{-1}\,\text{K}^{-1}$

$c_{p(\text{air})} = 1\,005\,\text{J}\,\text{kg}^{-1}\,\text{K}^{-1}$ $\quad \gamma_{\text{air}} = 1{,}4$

Nous admettons que pour une évolution adiabatique réversible (sans apport de chaleur et infiniment lente) les propriétés de l'air suivent les trois relations suivantes :

$$\left(\frac{T_1}{T_2}\right) = \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^{\gamma-1} \tag{4/36}$$

$$\left(\frac{T_1}{T_2}\right) = \left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \tag{4/37}$$

$$\left(\frac{p_1}{p_2}\right) = \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^{\gamma} \tag{4/38}$$

Nous admettons également que lors d'une évolution isotherme réversible (à température constante et infiniment lente) d'un gaz parfait, le transfert de travail engendré en système ouvert ou fermé s'exprime selon la relation :

$$w_{1\to2} = R\,T_{\text{cste.}} \ln\left(\frac{p_2}{p_1}\right) = R\,T_{\text{cste.}} \ln\left(\frac{v_1}{v_2}\right) \tag{4/29}$$

E 4.1 Pression d'air

Une masse de 5 kg d'air est enclose dans un réservoir de 2 m^3.

1. Quelles sont son volume spécifique et sa masse volumique ?
2. Quelle est la pression si la température est de 20 °C ?

E 4.2 Réchauffement d'un réservoir d'air

Un réservoir hermétique d'air comprimé en béton a un volume fixe de 1,2 m^3. L'air y est stocké à pression de 2 bar.
Le réservoir est placé au soleil et le réchauffement solaire fait passer la température de 5 °C à 60 °C.

1. Quelles sont la masse, le volume spécifique, la masse volumique et la pression à l'intérieur du réservoir, avant et après le réchauffage ?

Lorsque la température atteint 60 °C, une soupape s'ouvre et laisse de l'air s'échapper pour faire redescendre la pression dans le réservoir jusqu'à la pression initiale de 2 bar. Pendant l'échappement, la température de l'air à l'intérieur du réservoir reste constante.

2. Quelle masse d'air doit-on laisser échapper ?

Lorsque la pression a atteint 2 bar, la soupape se referme et le réservoir, de nouveau hermétique, se refroidit lentement à volume constant. La température finale revient à 5 °C.

3. Quelle est la pression finale dans le réservoir ?

E 4.3 Énergie et température

De l'air dans un compartiment flexible est à pression de 3 bar. Son énergie interne est de 836 kJ kg^{-1}.

Il est chauffé à pression constante jusqu'à 900 °C ; il est ensuite refroidi et détendu alors que ses propriétés varient selon la relation $pv^{1,1}$ = cste. jusqu'à ce que sa température atteigne 25 °C.

[Question piège] Combien d'énergie a-t-il reçu ou perdu depuis le début de l'évolution ?

E 4.4 Puissance d'une pompe à air

Une pompe à air (figure 4.15) comprime de l'air en régime continu, de façon adiabatique. L'air voit sa température augmenter de 15 °C à 100 °C.

Quelle est la puissance spécifique consommée ?



FIGURE 4.15 – Un petit compresseur électrique monté sur un réservoir d'air portatif

Photo par l'utilisateur·rice Commons Grikalmis (retouchée, domaine public)

E 4.5 Turbine de turboréacteur

Un/e étudiant/e démonte le turboréacteur *Turbomeca Marboré* d'un Fouga Magister pour en étudier et en modifier le fonctionnement. Il/elle fait fonctionner le moteur sur un banc d'essai.

À l'entrée de la turbine, les conditions sont mesurées à 110 m s^{-1} et 1 000 °C .
À la sortie de la turbine, ces propriétés sont mesurées à 125 m s^{-1} et 650 °C .

L'étudiant/e mesure également les pertes sous forme de chaleur de la turbine : 75 kJ kg^{-1}.

1. Quelle est la puissance mécanique spécifique développée par la turbine ?
2. Quelle condition l'étudiant/e doit-il/elle maintenir pour obtenir une puissance de 1 MW ?

E 4.6 Évolutions élémentaires : compression isotherme

Une masse de 3,5 kg d'air est comprimée de façon réversible isotherme (à température constante) depuis 2 bar et 15 °C jusqu'à 45 bar.

1. Représentez l'évolution sur un diagramme pression-volume, de façon qualitative (c'est-à-dire sans représenter les valeurs numériques).
2. Quelles sont les quantités de travail et de chaleur mises en jeu ?
3. Si la compression était effectuée de façon adiabatique réversible, le volume final serait-il différent ?

E 4.7 Évolutions élémentaires : refroidissements isobare et isochore

Une masse de 2 kg d'air dans un réservoir déformable est à pression de 4,5 bar et occupe un volume de 800 L. Elle est refroidie et le réservoir maintient la pression constante jusqu'à ce que le volume ait été réduit de 40 %.

Ensuite, le refroidissement est continué à volume constant jusqu'à ce que la température atteigne 25 °C.

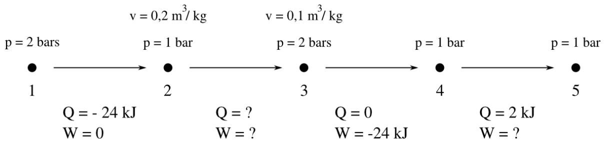
1. Tracez l'évolution suivie sur un diagramme pression-volume.
2. Quel est le travail effectué par l'air ?
3. Quel est le coût total en chaleur pour la totalité de l'évolution ?

E 4.8 Évolutions élémentaires : compression isentropique

Quelle quantité minimale de travail faut-il pour comprimer 5 kg d'air à 1 bar et 20 °C jusqu'à 50 bar sans transfert de chaleur ? Tracez l'évolution suivie par l'air sur un diagramme pression-volume.

E 4.9 Évolutions élémentaires : vocabulaire

Une masse fixe de gaz parfait, avec pour seul espoir de contrarier un/e étudiant/e en thermodynamique, suit lentement les évolutions suivantes :



Parmi les évolutions ci-dessus, lesquelles sont :

1. à température constante (isotherme) ?
2. à volume constant (isochore) ?

E 4.10 Évolutions élémentaires : pression et volume

Parmi les évolutions réversibles décrites sur chacun des graphiques de la figure 4.16, identifiez (sans devoir vous justifier) l'évolution à température constante, à pression constante, adiabatique réversible, et à volume constant.

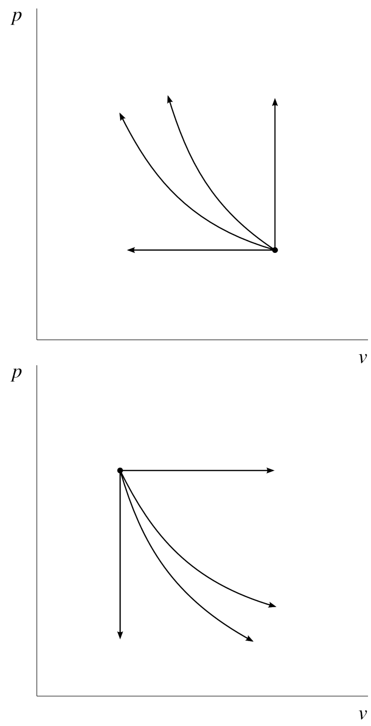


FIGURE 4.16 – Évolutions élémentaires d'un gaz parfait
Schéma CC-0 o.c.

E 4.11 Compresseur de turboréacteur

À l'intérieur d'un des moteurs d'un avion de ligne, le compresseur (figure 4.17) est quasiment adiabatique.

Pendant la croisière (atmosphère : 33 000 ft ; −50 °C ; 0,25 bar), le compresseur est entraîné par la turbine par le biais d'un arbre mécanique. Il reçoit 55 kg s^{-1} d'air aux conditions atmosphériques, qu'il compresse jusqu'à une pression de 8 bar.

1. À partir de la relation suivante,

$$\left(\frac{p_1}{p_2}\right) = \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^{\gamma} \tag{4/38}$$

valable pour une évolution adiabatique réversible d'un gaz parfait, montrez (sans utiliser l'équation 4/36) que :

$$\left(\frac{T_1}{T_2}\right) = \left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \tag{4/37}$$



FIGURE 4.17 – Entrée d'air d'un des quatre turboréacteurs General Electric GEnx-2B équipant un Boeing 747-8. Les pales bicolores de la soufflante sont visibles au premier plan ; derrière, le flux d'air est divisé entre l'entrée du compresseur (intérieur) et les stators redresseurs du flux froid (extérieur).

Photo CC-BY-SA *Olivier Cleynen*

2. Quelle est la puissance minimale théorique à fournir au compresseur ?
3. À quelles conditions obtiendrait-on cette puissance ?

En réalité, le compresseur demande une puissance sensiblement plus grande pour fonctionner. Nous modélisons l'évolution réelle au sein du compresseur par deux phases distinctes :

- Un réchauffement à pression constante, effectué par frottement, avec une puissance représentant 15 % de la puissance mécanique théorique calculée plus haut ;
- Puis, une compression idéale jusqu'à 8 bar.

4. Comparez la compression théorique de la question 2 et cette nouvelle évolution sur un diagramme pression-volume. Représentez-y graphiquement le travail consommé sur l'une des évolutions.
5. Quelle est la puissance consommée par le compresseur dans ce nouveau cas de figure ?

E 4.12 Compression et combustion au sein d'un moteur Diesel

En 1890 un jeune ingénieur allemand épris de thermodynamique (§7.6) met au point un moteur de faible puissance, faible vitesse et haute efficacité dans un laboratoire (figure 4.18). Le moteur se veut robuste et simple ; il n'a qu'un cylindre. Nous étudions ici une partie de son cycle de fonctionnement.

Le piston au sein du cylindre fait varier périodiquement le volume entre 3 L (*point mort bas*, piston en bas de sa course) et 0,3 L (*point mort haut*, piston en haut de sa course).

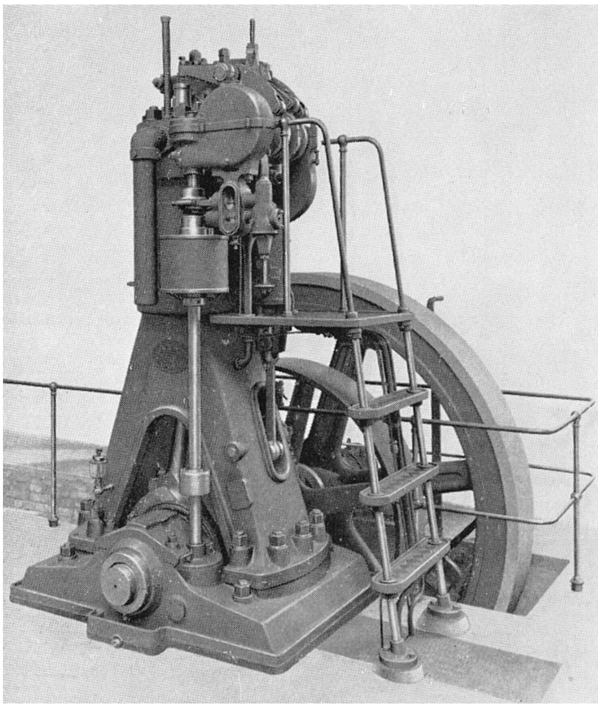


FIGURE 4.18 – Moteur Diesel de 1898, fabriqué sous licence par Sulzer en Suisse

Photo CC-BY-SA *Sulzer AG*

Le moteur débute son cycle au point mort bas, alors qu'il est empli d'air à 20 °C et 1 bar. Le piston comprime cet air jusqu'au point mort haut.

La compression se fait de façon réversible (très lente), mais non-adiabatique : l'air reçoit de la chaleur au travers des parois tout au long de l'évolution. L'ingénieur prédit que ses propriétés varieront selon la relation $p\, v^{1,5}$ = constante.

1. Le travail effectué par une force $\vec{F}$ sur un déplacement $\vec{l}$ s'exprime selon

$$W \equiv \vec{F} \cdot \vec{l} \qquad (1/11)$$

   À partir de cette équation, exprimez le travail effectué sur un corps de masse fixe en fonction de son volume spécifique et de sa pression interne.
2. Combien d'énergie sous forme de travail la compression du gaz aura-t-elle coûté ?
3. Combien d'énergie sous forme de chaleur le gaz aura-t-il reçu pendant la compression ?

Lorsque le piston est arrivé en haut de sa course, on procède à l'injection progressive de carburant dans le cylindre pour permettre la combustion. La quantité de carburant injectée permet un apport total de chaleur de 2 kJ. La combustion se déroule à pression constante.

4. Représentez l'évolution suivie par le gaz pendant la compression et la combustion sur un dia-

gramme pression-volume, de façon qualitative (c'est-à-dire sans représenter les valeurs numériques).

5. Quelle sera la température maximale atteinte au sein du moteur ?
6. Pour éviter une défaillance structurelle, l'ingénieur doit s'assurer que la force transmise par le piston n'excède jamais 10 kN. Quelle contrainte doit-il respecter pour cela ?

E 4.13 Turboréacteur simple flux

Un avion militaire des années 1960 est équipé d'un turboréacteur simple flux (figure 4.19). Nous souhaitons calculer la vitesse maximale théorique à laquelle il pourrait accélérer l'air en sortie de tuyère.

Le moteur est testé sur un banc d'essai, à l'immobile. Lorsque l'air passe dans le turboréacteur, il traverse quatre composants que nous modéliserons comme s'ils étaient idéaux :

Le compresseur (figure 4.20) comprime l'air de façon adiabatique réversible.
À l'entrée, l'air est à 0,9 bar et 5 °C ; à la sortie la pression est portée à 19 bar.

La chambre de combustion permet d'effectuer un réchauffement de l'air en maintenant sa pression constante.
À la sortie de la chambre de combustion, la température a été portée à 1 100 °C.

La turbine extrait de l'énergie de l'air pour pouvoir alimenter le compresseur. Dans la turbine, l'air est détendu de façon adiabatique réversible.

La tuyère est un composant dans lequel aucune puissance n'est apportée ni prélevée à l'air. Lorsqu'il la traverse, l'air se détend de façon adiabatique réversible ; sa vitesse augmente fortement. À la sortie de la tuyère, il a retrouvé la pression atmosphérique et est rejeté dans l'atmosphère.

Le but de l'exercice est de calculer la vitesse à laquelle le turboréacteur est capable de repousser l'air qu'il admet.

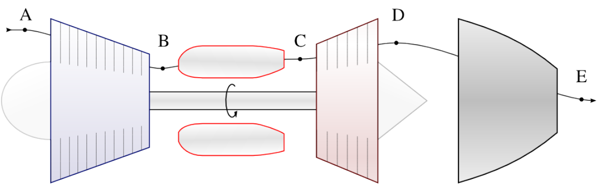


Figure 4.19 – Schéma de principe d'un turboréacteur. L'air traverse la machine de gauche à droite.
Schéma CC-BY-SA *Olivier Cleynen*

1. À partir de la relation suivante,

$$\left(\frac{T_1}{T_2}\right) = \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^{\gamma-1} \tag{4/36}$$

valable pour une évolution adiabatique réversible d'un gaz parfait, montrez (sans utiliser l'équation 4/38) que :

$$\left(\frac{T_1}{T_2}\right) = \left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \tag{4/37}$$

2. Quelle est la température de l'air à la sortie du compresseur ?
3. Quelle est ainsi la puissance spécifique consommée par le compresseur ?
4. Quelle est la puissance spécifique apportée sous forme de chaleur dans la chambre de combustion ?
5. Quelle doit être la température à la sortie de la turbine pour qu'elle puisse alimenter le compresseur ?
6. Quelle sera alors la pression à la sortie de la turbine ?
7. Quelle sera la température des gaz d'échappement, à la sortie de la tuyère ?
8. Quelle sera enfin la vitesse d'éjection des gaz à la sortie de la tuyère ?
9. Représentez l'évolution sur un diagramme pression-volume, de façon qualitative.
10. Sur le même diagramme pression-volume, tracez l'évolution qui serait suivie par le gaz si le compresseur ne pouvait pas effectuer une compression réversible (compresseur réel, compression avec frottement interne).

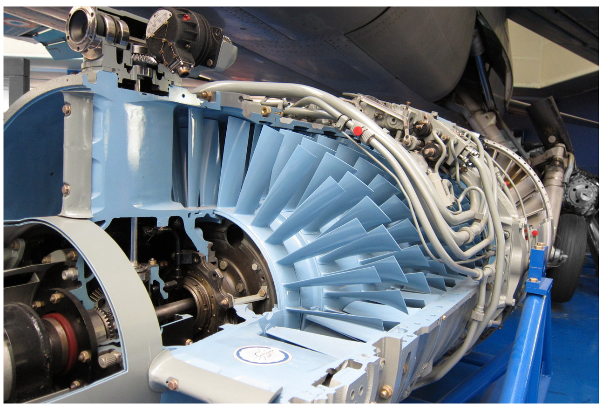


Figure 4.20 – Compresseur d'un turboréacteur simple flux SNECMA Atar (1948) découpé. L'air s'écoule depuis le coin gauche vers le centre de l'image.
Photo CC-BY-SA *Olivier Cleynen*

Résultats

E 4.1 1) $v_1 = \frac{V_1}{m_1} = 0{,}4\,\mathrm{m^3\,kg^{-1}}$; $\rho_1 = \frac{1}{v_1} = 2{,}5\,\mathrm{kg\,m^{-3}}$ 2) $p_1 = \frac{RT_1}{v_1} = 2{,}103\,\mathrm{bar}$.

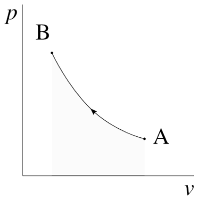
E 4.2 1) $m_1 = \frac{p_1 V_1}{RT_1} = 3{,}006\,\mathrm{kg}$; $v_1 = 0{,}3991\,\mathrm{m^3\,kg^{-1}}$; $\rho_1 = 2{,}505\,\mathrm{kg\,m^{-3}}$; $p_1 = 2\,\mathrm{bar}$;
$m_2 = m_1$; $v_1 = v_2$; $\rho_1 = \rho_2$; $p_2 = \frac{RT_2}{v_2} = 2{,}395\,\mathrm{bar}$.
2) $m_3 = 2{,}51\,\mathrm{kg}$, ainsi $m_{\text{échap.}} = m_3 - m_2 0{,}4959\,\mathrm{kg}$; 3) $p_4 = \frac{RT_4 m_4}{V_4} = 1{,}67\,\mathrm{bar}$.

E 4.3 $\Delta u = c_v T_3 - u_1 = -536\,\mathrm{kJ\,kg^{-1}}$ (se calcule simplement avec la température finale et ne dépend pas de l'évolution ou des états intermédiaires).

E 4.4 $w_{1\to2} = \Delta h = c_p \Delta T = +85{,}4\,\mathrm{kJ\,kg^{-1}}$ (3/15 & 4/13)

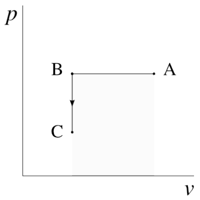
E 4.5 1) Avec l'équation 3/15, $w_{\text{turbine}} = c_p(T_\mathrm{B} - T_\mathrm{A}) + \frac{1}{2}(C_\mathrm{B}^2 - C_\mathrm{A}^2) - q_{\mathrm{A}\to\mathrm{B}} = -275\,\mathrm{kJ\,kg^{-1}}$
2) $\dot{m} = \frac{\dot{W}_{\text{turbine}}}{w_{\text{turbine}}} = 3{,}64\,\mathrm{kg\,s^{-1}}$

E 4.6



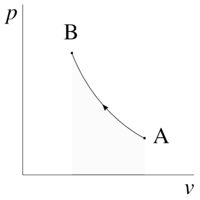
2) Avec l'équation 4/26, $w_{1\to2} = +257{,}58\,\mathrm{kJ\,kg^{-1}}$ (donc un travail reçu) ; $W_{1\to2} = +901{,}2\,\mathrm{kJ}$; $Q_{1\to2} = -W_{1\to2}$ (donc une dépense de chaleur)
3) Oui, on aurait $v_{2\text{ad.rév.}} = v_1 \left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{\frac{1}{\gamma}} > v_{2\text{isoth.}} = v_1 \left(\frac{p_1}{p_2}\right)$.

E 4.7



2) $W_{1\to3} = -\int_1^2 p\,\mathrm{d}V - \int_2^3 p\,\mathrm{d}V = -p_{\text{cste}} \Delta V - 0 = +153{,}6\,\mathrm{kJ}$
3) $Q_{1\to3} = U_3 - U_1 - W_{1\to3} = m c_v \left(T_3 - \frac{p_1 V_1}{mR}\right) - W_{1\to3} = -625{,}3\,\mathrm{kJ}$

E 4.8

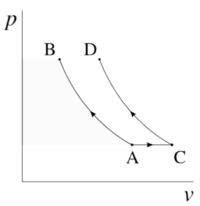


Cas optimal : compression adiabatique réversible. Avec l'équation 4/37, on calcule $T_\mathrm{B} = 896{,}4\,\mathrm{K}$; $W_{\text{minimal}} = m\,c_v(T_\mathrm{B} - T_\mathrm{A}) = +2{,}157\,\mathrm{MJ}$.

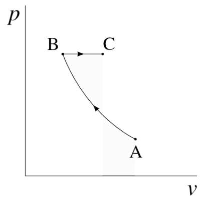
E 4.9 Isotherme $2 \to 3$, isochore $1 \to 2$.

E 4.10 *Dans le sens horaire, en débutant à l'horizontale, sur les deux graphiques :* isobare (p cste.), isotherme (T cste.), adiabatique réversible, isochore (v cst.).

E 4.11



1) Remplacer v_2 par $\frac{RT_2}{p_2}$, faire de même avec v_1. Dérouiller son algèbre et le résultat vient tout seul ; 2) Avec l'équation 4/37, on obtient $T_\mathrm{B} = 600{,}7\,\mathrm{K}$, ainsi $\dot{W}_{\mathrm{A}\to\mathrm{B}} = +20{,}87\,\mathrm{MW}$; 3) §4.4.5 ;
5) $T_\mathrm{C} = 279{,}8\,\mathrm{K}$; $T_\mathrm{D} = 753{,}1\,\mathrm{K}$; Ainsi $\dot{W}_{\text{compresseur réel}} = \dot{W}_{\text{pertes frottement}\mathrm{A}\to\mathrm{C}} + \dot{W}_{\mathrm{C}\to\mathrm{D}} = +29{,}29\,\mathrm{MW}$ (+40 %).



E 4.12

1) voir §1.3 p.8 & §2.4.1 p.30;

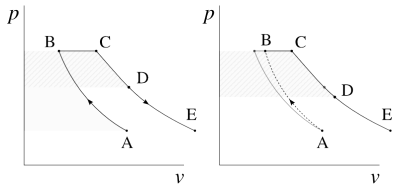
2) $W_{A\to B} = -m \int_A^B p\,dv = +1{,}298\,\text{kJ}$

Enfin, $Q_{A\to B} = \Delta U - W_{A\to B} = +0{,}3254\,\text{kJ}$.

3) Avec $p_B = kv_B^{-1{,}5} = 31{,}6\,\text{bar}$, on a $T_B = 926{,}3\,\text{K}$.

5) À pression constante, avec l'équation 4/17, $T_C = \frac{Q_{B\to C}}{m\ c_p} + T_B = 1\,483{,}7\,\text{K}$ (1 211 °C).

6) $S < \frac{F_{max.}}{p_C} = 3{,}164 \cdot 10^{-3}\,\text{m}^2$ (diamètre $D_{max} = 6{,}35\,\text{cm}$).



E 4.13

2) Avec l'équation 4/37, $T_B = 664{,}83\,\text{K}$

3) Avec l'équation 3/15, $w_{compresseur} = w_{A\to B} = +338{,}61\,\text{kJ}\,\text{kg}^{-1}$

4) $T_C = 1\,373{,}15\,\text{K}$; ainsi $q_{combustion} = q_{B\to C} = +711{,}86\,\text{kJ}\,\text{kg}^{-1}$

5) Comme $w_{turbine} = -w_{compresseur}$, on a $T_D = 986{,}47\,\text{K}$

6) Avec l'équation 4/37, $p_D = 5{,}97\,\text{bar}$

7) Idem, avec l'équation 4/37, $T_E = 574{,}49\,\text{K}$

8) Avec l'équation 3/15, $C_E = (-2\Delta h)^{\frac{1}{2}} = 909{,}98\,\text{m}\,\text{s}^{-1}$

Bien sûr, ces valeurs ne tiennent pas compte des irréversibilités existant dans un turboréacteur réel. Ces effets sont abordés dans l'exercice E 4.11 p.108 et formalisés dans le chapitre 10 (*cycles moteurs à gaz*).

CHAPITRE 5

Liquides et vapeurs

Le chapitre en bref

L'eau suit globalement les mêmes tendances qu'un gaz parfait, mais lorsqu'elle se condense ou s'évapore, ses propriétés changent très brutalement. On ne peut pas les calculer *comme celles d'un gaz parfait : il faut les tabuler.*

❇

Ce chapitre 5 a exactement les mêmes objectifs que le chapitre 4 (*le gaz parfait*), mais appliqués à l'étude des fluides qui se liquéfient et se vaporisent. Il se propose ainsi de répondre à deux questions :

— Comment peut-on décrire le comportement d'un liquide ou d'une vapeur lorsqu'on les chauffe ou les comprime ?

— Comment peut-on prévoir les valeurs de u et de h lorsqu'on utilise de l'eau ?

Ce chapitre est incompatible avec le chapitre 4 (*le gaz parfait*) et nous devons ici oublier tout ce qui y a été appris.

5.1 Ébullition et liquéfaction

5.1.1 Qu'est-ce qu'un liquide ?

Un liquide est un fluide (c'est-à-dire un corps sans forme définie) dont les molécules sont très rapprochées, mais libres de se déplacer les unes par rapport aux autres.

Concrètement, on obtient un liquide à partir d'un gaz en ralentissant et rapprochant ses molécules. Il n'y a pas de réaction chimique en jeu. Ainsi, de l'eau liquide et de la vapeur d'eau sont constituées de la même matière (des mêmes molécules) : elle est seulement assemblée différemment.

« La vapeur n'est ici qu'un moyen de transporter le calorique ; elle remplit le même office que dans le chauffage des bains par la vapeur, à l'exception que dans le cas où nous sommes son mouvement est rendu utile. »

Sadi Carnot, 1824
Réflexions sur la puissance motrice du feu et des machines propres à développer cette puissance [4]

Par rapport aux gaz, les liquides présentent deux différences importantes :

— Ils sont pratiquement *incompressibles*, c'est-à-dire que leur volume spécifique v varie très peu lorsqu'on les compresse [1] ;

— Ils sont sujets aux effets de la tension de surface, ce qui comble les esthètes et les mécanicien/nes des fluides (figure 5.1) mais est sans conséquence en thermodynamique.



FIGURE 5.1 – La tension de surface donne aux liquides des propriétés fascinantes mais sans aucune conséquence en thermodynamique. Il s'agit pour nous de « la même eau » qu'elle soit à l'état gazeux ou liquide.

5.1.2 Changements de phase

En chauffant de l'eau à pression ambiante (par exemple dans une casserole), il est facile de s'apercevoir que le passage de l'état liquide à l'état gazeux se fait avec une très grande variation de volume. Ainsi, à 1 bar et 100 °C le volume spécifique de

1. Piège classique, le terme *incompressible* ne veut pas dire que la pression est constante ou uniforme (bien au contraire). Il signifie seulement que le volume spécifique v (et *de facto* la masse volumique ρ) restent constants.

l'eau est multiplié par mille environ avant que la température puisse augmenter à nouveau.

La variation brutale d'une propriété physique par rapport à une autre est nommée *changement de phase*. Dans ce chapitre nous nous concentrerons sur les deux phases : liquide et gazeuse.

La notion de phase est délicate à définir [1] ; il existe de nombreuses phases différentes (liquide, solide, gazeuse, plasma, parmi d'autres) et leurs frontières ne sont pas toujours distinctes. Nous allons voir par exemple qu'il est possible de transformer un liquide en vapeur sans jamais observer d'ébullition ni de changement brutal de propriété.

5.1.3 Comment se représenter la liquéfaction et l'ébullition ?

Lorsque nous avions exploré le modèle du gaz parfait en §4.1.3, nous nous étions représentés les molécules comme de très petites boules de billard en mouvement chaotique, se percutant sans jamais s'attirer (figure 4.1). En réalité, les molécules sont soumises à des forces d'attraction respectives qui affectent beaucoup leur comportement.

Imaginons, pour commencer, deux très petites boules de billard attirées respectivement par une force magnétique et qui se percutent sans frottement à très grande vitesse (figure 5.2). La force d'attraction modifie leur trajectoire lorsque les boules sont très proches l'une de l'autre ; mais une fois qu'elles se sont éloignées, l'influence devient négligeable.

Maintenant, reproduisons l'expérience en donnant aux deux boules une vitesse plus faible (figure 5.3). En dessous d'une vitesse seuil, les boules n'auront plus assez n'énergie cinétique pour se séparer durablement. Elles formeront une paire, rebondissant périodiquement l'une contre l'autre en occupant un volume moyen nettement plus faible.

Ce modèle simpliste est une bonne première approche pour décrire le phénomène de liquéfaction. Lorsque l'on réduit l'énergie cinétique des molécules d'un gaz (par refroidissement), passé un seuil critique elles s'assemblent de façon beaucoup plus compacte, tout en continuant à se percuter à la même vitesse moyenne (température inchangée). Plus l'on prélève de chaleur au gaz, plus le nombre de molécules en interaction compacte augmente. Elles forment de petits groupes ; s'ils sont suffisamment nombreux, les groupes de 10^{14} molécules (cent mille milliards) diffusent la lumière et forment une suspension visible à l'œil nu. Les gouttelettes de diamètre 0,1 mm comptent environ 10^{16} molécules.

On peut ainsi liquéfier n'importe quel gaz en le refroidissant et réduisant son volume. La température et la pression à atteindre pour la liquéfaction dépendent

1. En fait, un changement de phase est bien plus facile à reconnaître qu'à définir. Nous nous contenterons de stipuler qu'à l'intérieur d'une phase, les propriétés varient continûment (condition nécessaire mais pas suffisante).

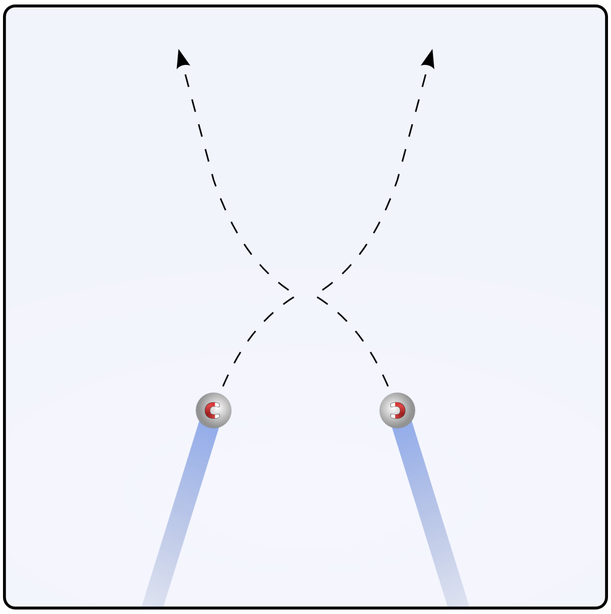


Figure 5.2 – Deux boules de billard aimantées se percutant sans frottement à grande vitesse. La force d'attraction réciproque modifie la trajectoire et le comportement des deux boules, mais seulement pour un court instant et sur une courte distance.

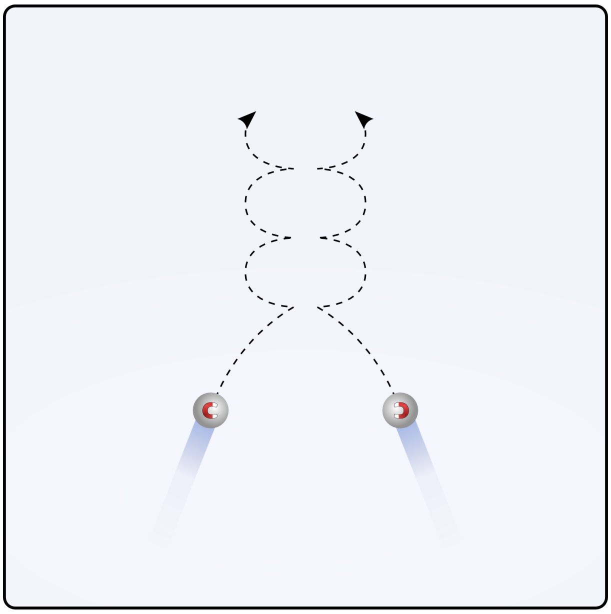


Figure 5.3 – Deux boules de billard aimantées se percutant sans frottement à faible vitesse. En dessous d'une vitesse seuil, les deux boules continueront leur trajectoire de façon groupée.

de la taille et de la géométrie des molécules qui le composent. Dans les sections suivantes, nous allons quantifier précisément les quantités d'énergie et les gammes de propriétés nécessaires pour vaporiser et liquéfier l'eau.

5.1.4 Utilisation industrielle de l'eau et des liquides/vapeurs

Lorsque l'on utilise un fluide pour transformer du travail et de la chaleur, il peut être judicieux d'exploiter les phénomènes de changement de phase.

Sous forme de vapeur, un fluide a le comportement d'un gaz et occupe spontanément tout le volume qui lui est accordé. On l'utilise souvent sous cette forme pour déplacer des pièces mécaniques (piston dans un cylindre, pales de turbine).

Sous forme liquide, le fluide a une densité très nettement supérieure. On l'utilise souvent sous cette forme pour transférer de la chaleur (réchauffement ou refroidissement) car on peut utiliser des conduits de taille beaucoup plus faible. Par exemple, un radiateur rempli d'air ou de vapeur devrait être environ mille fois plus grand qu'un radiateur empli de liquide pour avoir la même puissance.

Historiquement, l'eau a été utilisée dans les tout premiers moteurs de l'histoire pour ces raisons et parce que les variations de volume lors des changements de phase permettent un contrôle plus aisé des machines avec une technologie faible. De nos jours, les liquides/vapeurs sont surtout utilisés dans deux grands types d'applications :

Dans les centrales électriques où les liquides/vapeurs permettent un prélèvement de chaleur efficace depuis des sources externes (combustion de déchets, réactions nucléaires, géothermie). On y utilise de l'eau, liquide abondant même s'il doit être purifié pour éviter les dépôts calcaires. Le chapitre 9 (*cycles moteurs à vapeur*) est tout entier dédié à ces machines.

Dans les réfrigérateurs où les liquides/vapeurs permettent l'utilisation de composants compacts, notamment les pompes [1]. On y utilise une variété de fluides (dits alors « frigorigènes » même s'ils n'ont rien d'extraordinaire) choisis en fonction de leur plage de propriétés, leur coût, leur influence sur la couche d'ozone et leur contribution au réchauffement climatique.

Nous nous concentrons ici sur l'eau, mais les phénomènes décrits et les méthodes de calcul s'appliquent tout aussi bien aux autres liquides/vapeurs.

1. L'utilisation des liquides/vapeurs permet aussi de faire chuter la température du fluide sans utiliser de pièce mobile (une simple soupape suffit), ce qu'un gaz parfait ne permet pas (§4.3.2).

5.2 Description qualitative des propriétés de l'eau

5.2.1 Les limites du gaz parfait

Au fur et à mesure que l'on ralentit et rapproche les molécules d'un gaz les unes des autres, le modèle du gaz parfait décrit de plus en plus mal ses propriétés. On observe un seuil en dessous duquel on observe la liquéfaction et l'ébullition, c'est-à-dire la coexistence des deux phases liquide et gazeuse ; ce seuil est décrit en termes de température et de pression qui sont dites *critiques*. Les températures et pressions critiques de quelques fluides courants sont indiquées dans le tableau 5.1. Notons que l'air, mélange de plusieurs gaz, verra différentes substances de sa composition se condenser à différentes températures.

« Les gaz font preuve dans leur comportement, en particulier dans les relations de volume, température et de pression exprimées par les lois de Mariotte et Gay-lussac, de tant de régularité qu'ils nous amènent à la notion que l'attraction mutuelle des particules, qui a lieu dans les corps solides et fluides, est annulée dans leur cas ; de sorte que bien qu'avec les solides et liquides la chaleur nécessaire à provoquer une expansion doit surmonter une résistance interne et une résistance externe, seule la seconde a un effet dans le cas des gaz. »

Rudolf Clausius, 1850 [10, 11, 20]

		$T_{cr.}$ (K)	$p_{cr.}$ (MPa)
Air	–	132	3,8
Chlore	Cl_2	417	7,71
Dioxyde de carbone	CO_2	304,2	7,39
Eau	H_20	647,1	22,06
Hélium	He	5,3	0,23
Oxygène	O_2	154,8	5,08
R-134a	CF_3CH_2F	374,2	4,059
Xénon	Xe	289,8	5,88

Tableau 5.1 – Température et pression critiques de quelques substances. En pratique, dans l'industrie, l'ingénieur/e fera surtout usage des propriétés de deux corps : l'eau (dans les moteurs à vapeur) et le réfrigérant R-134a (dans les thermopompes et réfrigérateurs). Dans ce chapitre, nous n'utiliserons que l'eau, mais les principes restent identiques pour tous les corps.

Lorsqu'on le maintient à une température et une pression nettement supérieures à ses valeurs critiques, un fluide se comporte comme un gaz parfait. Tous les fluides que nous assimilons traditionnellement à des liquides (par exemple, le mercure) ou des gaz (par exemple, le CO_2) peuvent passer d'un état à l'autre.

5.2.2 Le diagramme température-volume (T-v)

Observons la température et le volume d'une masse d'eau pure que l'on chauffe continûment, alors qu'elle est placée dans un récipient à pression constante (figure 5.4). On mesure alors la température de l'eau en fonction de son volume (figure 5.5).

Au départ, lorsque l'eau est liquide, la température augmente linéairement avec le volume, avec un fort gradient. On parle alors de *liquide comprimé* [1].

1. Liquide comprimé ou *sous-refroidi*.

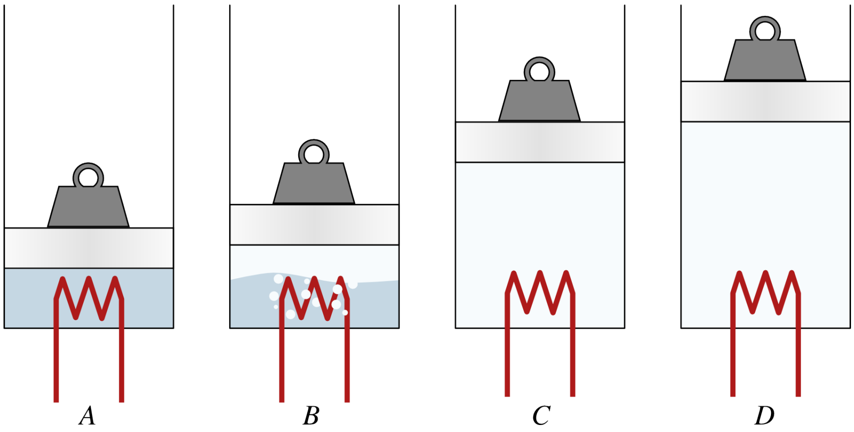


FIGURE 5.4 – Réchauffement d'une quantité fixe d'eau à pression constante.
A : liquide comprimé ; B : mélange liquide-vapeur ; C : vapeur saturée ; D : vapeur sèche.

Schéma CC-0 o.c.

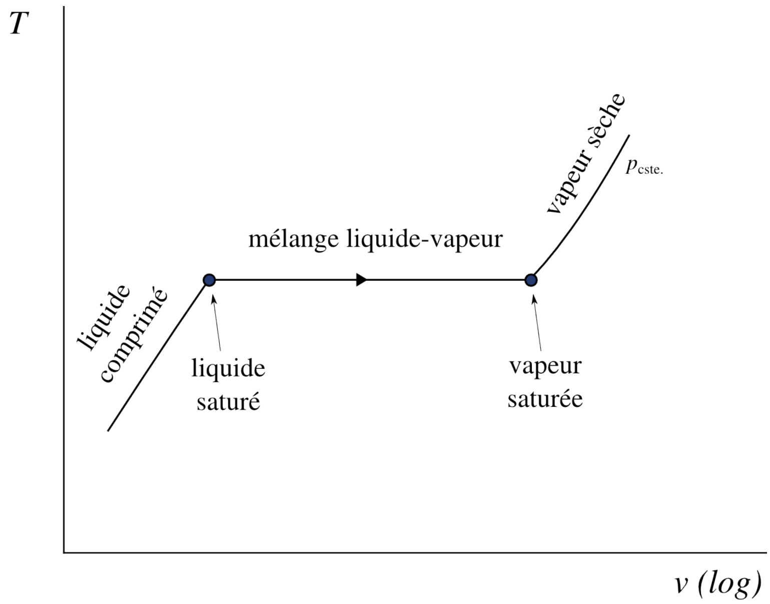


FIGURE 5.5 – Vocabulaire : état de l'eau pendant une évolution à pression constante.

Schéma CC-0 o.c.

Puis, soudainement, alors que le volume continue de croître, la température cesse d'augmenter. Le mélange dans le cylindre est alors di-phasique : une partie est liquide, et l'autre gazeuse. L'ajout de chaleur ne provoque aucune augmentation de température (contrairement à un gaz parfait), mais seulement la transformation de liquide en vapeur : c'est l'ébullition.

« La vapeur peut être considérée à l'instant même de sa formation dans la chaudière, et encore en contact avec le liquide dont elle émane, ou bien séparée de ce même liquide ; et selon chacun de ces cas, ses propriétés sont différentes. »

François-Marie Guyonneau de Pambour, 1839
Théorie de la machine à vapeur [7]

Dans cet état, la substance est appelée *mélange liquide-vapeur*[1].

1. Rigoureusement, le mélange est nommé *mélange liquide-vapeur saturé*, puisqu'il est composé de *liquide saturé* (parfois dit *saturant*) et de *vapeur saturée* (parfois dite *saturante*). En anglais : *wet vapour*.

Enfin, lorsque la dernière goutte de liquide a été transformée en vapeur, la température reprend son augmentation au fur et à mesure que l'on apporte de la chaleur. Le fluide est alors dans un état dit de *vapeur sèche* [1].

L'expérience peut être renouvelée à des pressions différentes (figure 5.6). Lorsque la pression que l'on impose augmente, on observe deux faits importants :

— La température de changement de phase augmente ;

— La plage de volume parcourue pendant le changement de phase diminue.

« L'eau ne pouvant se vaporiser sous une haute pression qu'en vertu d'une température plus élevée, on a lieu de penser que, toutes circonstances égales d'ailleurs, la machine doit être capable de vaporiser moins d'eau sous une pression plus considérable. »

François-Marie Guyonneau de Pambour, 1835
Traité théorique et pratique des machines locomotives [6]

Au-dessus d'une certaine pression nommée *pression critique* $p_{\text{cr.}}$, le changement de phase se fait de façon indistincte et il n'y a plus de plage de température constante. Le liquide devient vapeur sans bouillir !

Au final, on peut relier entre eux tous les points de changement de phase, à toutes les pressions différentes : on obtient une courbe nommée *courbe de saturation* [2]. Toutes ces informations peuvent être regroupées sur un diagramme température-volume (T-v) représenté en figure 5.7, qui décrit bien les propriétés des mélanges liquide-vapeur. L'étudiant/e est encouragé/e à s'entraîner à le reproduire.

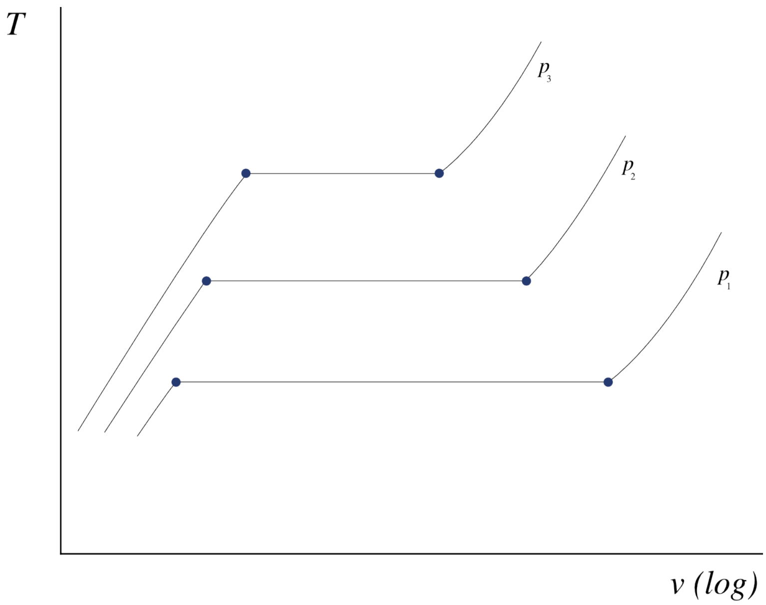


FIGURE 5.6 – Propriétés de l'eau tracées sur un diagramme température-volume, lorsque l'on effectue l'expérience décrite en figure 5.4 à différentes pressions. On observe que plus la pression est grande, plus la plage d'ébullition est petite.

Diagramme CC-0 O.C.

1. *Vapeur sèche* ou *surchauffée*.
2. La courbe de saturation est parfois divisée arbitrairement en deux parties nommées *courbe de rosée* à droite et *courbe d'ébullition* à gauche.

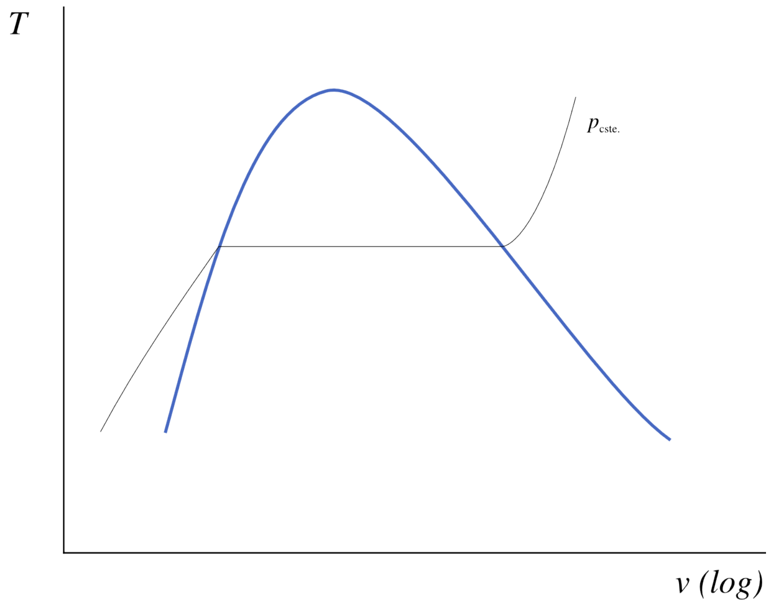


FIGURE 5.7 – Diagramme température-volume de l'eau, représenté avec une évolution à pression constante (isobare). La courbe de saturation est représentée en bleu.

5.2.3 Le diagramme pression-volume (p-v)

Pour bien cerner le phénomène de changement de phase, imaginons maintenant une expérience légèrement différente.

On se propose de faire varier le volume d'une masse donnée d'eau, en maintenant sa température constante (par exemple en plongeant le récipient dans un bain-marie). On observe alors la pression à l'intérieur du récipient (figure 5.8).

Tant que l'eau est liquide, on observe que la pression chute très fortement au fur et à mesure que l'on augmente son volume. Puis, soudainement, la pression reste parfaitement constante, alors que volume continue d'augmenter : à l'intérieur du cylindre, l'eau se met à bouillir et on a un mélange liquide-vapeur. Enfin, lorsque la dernière goutte d'eau liquide s'est évaporée, la pression reprend sa décroissance.

Si l'on reproduit l'expérience à différentes températures, on constate que plus la température est haute, plus la plage de changement de phase est courte. Au-dessus d'une température, dite critique ($T_{\text{cr.}}$), la plage disparaît tout à fait.

Le comportement d'un liquide-vapeur peut être ainsi décrit sur un diagramme pression-volume ($p - v$) comme montré en figure 5.9. L'étudiant/e est également encouragé/e à reconstruire ce schéma.

« Lorsque la vapeur, après avoir été formée dans une chaudière, continue d'être en contact avec son eau de génération, on observe que la même température correspond invariablement à la même pression et réciproquement. Il est alors impossible d'augmenter sa température, sans qu'aussitôt sa pression et sa densité augmentent spontanément. »

François-Marie Guyonneau de Pambour, 1839
Théorie de la machine à vapeur [7]

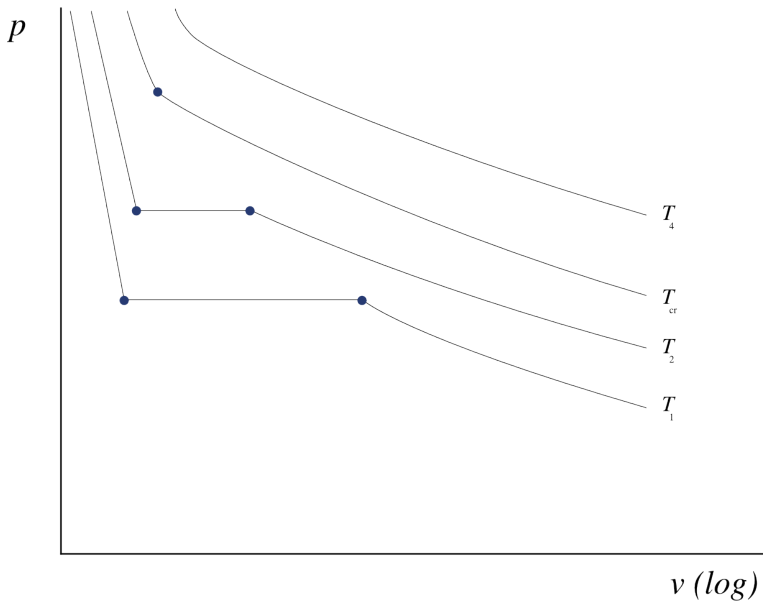


FIGURE 5.8 – Propriétés de l'eau tracées sur un diagramme pression-volume, lorsque l'on maintient la température constante en faisant varier le volume.

Diagramme CC-0 o.c.

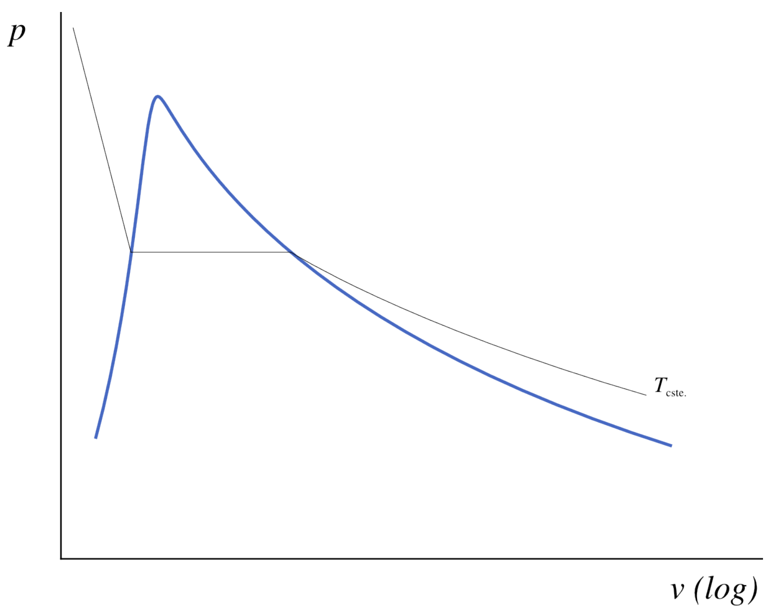


FIGURE 5.9 – Diagramme pression-volume de l'eau, représenté avec une évolution à température constante (isotherme). La courbe de saturation est représentée en bleu.

Diagramme CC-0 o.c.

5.2.4 Pièges pour l'étudiant/e

La notion la plus importante à retenir du comportement des liquides-vapeurs est que contrairement aux gaz parfaits, *la température y est complètement déréglée*. Elle ne dicte plus simplement les autres propriétés.

Insistons bien. Pour un fluide proche d'un changement de phase :

$$pv \not\propto T \tag{5/1}$$

$$u \not\propto T \tag{5/2}$$

$$h \not\propto T \tag{5/3}$$

Presque tout ce qui a été vu au chapitre 4 (*le gaz parfait*) doit être oublié lorsque l'on utilise un liquide/vapeur. Heureusement, les trois premiers chapitres n'ont rien perdu de leur utilité.

5.2.5 L'eau dans la vie courante

Les phénomènes que nous décrivons ici sont facilement observables et reproductibles avec de l'eau dans la vie courante. Toutefois, il faut noter que :

- La vapeur d'eau est transparente et quasiment invisible. Ce que l'on observe au-dessus d'une casserole d'eau en ébullition ou sous la forme de nuages est de l'eau *liquide* en suspension dans l'air (figure 5.10). Ces fines gouttelettes liquides peuvent s'assembler pour former des gouttes [1] ou bien s'évaporer à nouveau et redevenir ainsi invisible.
- L'air est partiellement constitué de vapeur d'eau (et sa capacité massique à porter de l'eau augmente avec la température). Lorsque l'on fait bouillir de



FIGURE 5.10 – L'eau visible au-dessus d'un récipient de liquide chaud, parfois nommée *buée*, est à l'état liquide et non gazeux. Ces gouttelettes sont observables à l'œil nu.
Photo par Jorge Barrios (domaine public, recadrée)

1. Au fur et à mesure qu'une gouttelette croît, la surface offrant une résistance par frottement augmente moins vite que son poids ; elle finit par chuter.

l'eau liquide à l'air libre, il ne faut pas oublier que c'est l'air qui accueille la vapeur d'eau ; l'ébullition se déroule donc assez différemment de l'expérience décrite en figure 5.4 [1].

5.3 Quantification des propriétés de l'eau

Pour un liquide/vapeur, il n'existe pas de moyen simple de quantifier l'énergie interne u et l'enthalpie h qui nous intéressent tant. En effet, à partir de p et v, on ne peut pas calculer la température ($pv \not\propto T$) et à partir de T, on ne peut pas calculer u et h ($u \not\propto T$ et $h \not\propto T$).

— La mauvaise nouvelle est qu'il va nous falloir, pour cela, utiliser des tableaux de propriétés déjà mesurées, nommés *abaques de vapeur*, ce qui est parfois fastidieux ;

— La bonne nouvelle est que ces abaques nous dispensent des effroyables relations mathématiques (du type $(T_1/T_2)^{1/\gamma-1} = \ldots$) qui décrivaient les propriétés des fluides au chapitre 4 (*le gaz parfait*).

« Aussi voyons-nous que des mathématiciens très distingués ont proposé, sur le mouvement du piston dans les machines à vapeur, des formules analytiques qui seraient très vraies, si effectivement les choses se passaient dans la machine comme ils le supposent ; mais qui, faute d'un point de départ vrai dans le calcul, tombent d'elles-mêmes en présence des faits. De là résulte encore que dans la pratique les proportions de ces machines n'ont été déterminées que par des essais multipliés, et que l'art de les construire ne procède encore que par tâtonnement et par imitation. »

François-Marie Guyonneau de Pambour, 1835
Traité théorique et pratique des machines locomotives [6]

5.3.1 Liquide comprimé et vapeur sèche

Commençons par chauffer une quantité fixe d'eau liquide en maintenant sa pression constante, comme nous l'avons fait en figure 5.4. Pour chaque température, nous mesurons v, u, et h [2]. L'expérience est ensuite reconduite pour une pression différente.

L'ensemble des mesures est tabulé dans l'abaque n°1, dont un extrait est présenté en tableau 5.2.

1. On peut noter, par exemple, que la température de l'eau liquide chute sensiblement lors d'une évaporation à pression constante dans l'air. Autre différence, la condensation est catalysée par la présence de particules de poussière dans l'air.

2. Ainsi que s, mais c'est une surprise que nous gardons pour le chapitre 8…

°C	$\frac{m^3}{kg}$	$\frac{kJ}{kg}$	$\frac{kJ}{kg}$	$\frac{kJ}{kg\,K}$
T	v	u	h	s
	$p = 1{,}6\,\mathrm{MPa}$ ($T_{sat} = 201{,}37\,°\mathrm{C}$)			
10	0,001	42	43,6	0,1509
20	0,001001	83,8	85,4	0,2962
50	0,001011	209,1	210,7	0,7031
100	0,001043	418,6	420,3	1,306
200	0,001156	850,4	852,3	2,3305
300	0,15866	2 781,5	3 035,4	6,8863
500	0,22029	3 120,1	3 472,6	7,5409
600	0,24999	3 293,9	3 693,9	7,81
700	0,2794	3 473,5	3 920,5	8,0557
800	0,30865	3 659,5	4 153,3	8,2834
900	0,3378	3 852,1	4 392,6	8,4965
1 000	0,36687	4 051,2	4 638,2	8,6974
1 100	0,39589	4 256,6	4 890	8,8878
1 200	0,42487	4 467,9	5 147,7	9,0689
1 500	0,51169	5 133,7	5 952,4	9,5656
2 000	0,65615	6 326,8	7 376,6	10,272

Tableau 5.2 – Extrait de l'abaque n°1. Ici les mesures sont faites à 1,6 MPa, c'est-à-dire 16 bar. On observe une discontinuité entre 200 °C et 300 °C : c'est le changement d'état qui a eu lieu à $T_{sat} = 201{,}37\,°\mathrm{C}$.

Cet abaque nous permet de répondre à de nombreuses questions. Quelques exemples :

Exemple 5.1

À 16 bar et 600 °C, quel volume occupent 2 kg d'eau ?

La pression est de 1,6 MPa. Dans l'abaque n°1, pour cette pression, à 600 °C, on peut lire son volume spécifique à $v = 0{,}24999\,\mathrm{m^3\,kg^{-1}}$. Le volume total sera donc de $V = m\,v = 0{,}49998\,\mathrm{m^3}$, que nous arrondissons sans hésiter à $0{,}5\,\mathrm{m^3}$.

☞ On remarque que la température est supérieure à la température de saturation (201,37 °C), l'eau sera donc à l'état de vapeur sèche.

☞ Avec un gaz parfait, nous pouvions simplement *calculer* le résultat ($v = \frac{RT}{p}$) ; mais cela ne fonctionne plus pour un liquide/vapeur.

Exemple 5.2

Combien d'énergie cette eau perd-elle lorsqu'elle évolue depuis 600 °C et 16 bar jusqu'à 20 °C et 6 bar ?

Dans l'abaque n°1, à 1,6 MPa puis 600 °C, on lit $u_1 = 3\,293{,}9\,\mathrm{kJ\,kg^{-1}}$.
Pour une pression de 0,6 MPa à 20 °C, on lit $u_2 = 83{,}9\,\mathrm{kJ\,kg^{-1}}$.
On peut donc quantifier la variation d'énergie à $\Delta U = m(u_2 - u_1) = -6\,420\,\mathrm{kJ\,kg^{-1}}$ (donc une perte par l'eau).

☞ Nous avons pu quantifier ΔU mais nous ne pouvons pas savoir quelles sont les proportions de chaleur ($Q_{1\to 2}$) et de travail ($W_{1\to 2}$) dans cette variation. Moins l'évolution est réversible, plus la part de travail sera faible. Après le chapitre 8 (*l'entropie*), nous pourrons utiliser l'*entropie* pour quantifier la quantité maximale de travail qu'il est possible d'obtenir entre 1 et 2.

Exemple 5.3

Une petite turbine fonctionne avec un débit de vapeur de $3\,\mathrm{kg\,s^{-1}}$ et une perte de chaleur de 200 kW. À l'entrée la vapeur est à 600 °C et 16 bar ; à la sortie la vapeur est à 1 bar et 300 °C. Quelle est la puissance développée sous forme de travail ?

À l'entrée (1,6 MPa puis 600 °C), on lit $h_1 = 3\,693{,}9\,\mathrm{kJ\,kg^{-1}}$.
À la sortie (0,1 MPa puis 300 °C), on lit $h_2 = 3\,074{,}5\,\mathrm{kJ\,kg^{-1}}$.
Maintenant, en régime continu (système ouvert), en négligeant les variations d'énergie mécanique, nous avons $q_{1\to 2} + w_{1\to 2} = \Delta h$ (3/15). Ainsi, $\dot{W}_{1\to 2} = \dot{m}\,\Delta h - \dot{Q}_{1\to 2} = 3 \times (3\,074{,}5 \cdot 10^3 - 3\,693{,}9 \cdot 10^3) - (-200 \cdot 10^3) = -1{,}6582 \cdot 10^6\,\mathrm{W} = -1\,658{,}2\,\mathrm{kW}$.

☞ En cas de déroute, il est toujours bon de se raccrocher à l'essentiel ; le premier principe (2/2 et 3/15) est souvent un bon point de départ.

☞ Attention aux ordres de grandeur. Dans les abaques, les valeurs sont en $\mathrm{kJ\,kg^{-1}}$.

☞ Attention aux signes. Les transferts sont comptabilisés du point de vue du fluide, on attend (et obtient) donc un travail négatif.

Exemple 5.4

Quelle est l'énergie interne spécifique de l'eau à 16 bar et 585 °C ?

On interpole entre deux lignes de l'abaque n°1. On a $u_{500\,°\mathrm{C}} = 3\,210{,}1\,\mathrm{kJ\,kg^{-1}}$ et $u_{600\,°\mathrm{C}} = 3\,293{,}9\,\mathrm{kJ\,kg^{-1}}$. Nous avons « progressé » d'un facteur $y = \frac{585-500}{600-500} = 0{,}85$ entre les deux lignes.

On obtient par interpolation $u_{585\,°C} = u_{500\,°C} + y \times (u_{600\,°C} - u_{580\,°C}) = 3\,281{,}33\,\text{kJ}\,\text{kg}^{-1}$.

👉 Après une interpolation, toujours vérifier rapidement l'ordre de grandeur des résultats. Ici $u_{585\,°C}$ est bien entre $u_{500\,°C}$ et $u_{600\,°C}$, et plus proche de $u_{600\,°C}$.

5.3.2 Points de saturation

Pour quantifier précisément les propriétés de l'eau lorsqu'elle change de phase, nous utilisons les abaques n°2 et n°3. Les propriétés de l'eau sous forme de liquide saturé (indice L) et de vapeur saturée (indice V) y sont tabulées pour chaque température.

Dans l'abaque n°2, les données sont triées par pression (à chaque pression correspond une seule température de saturation). L'abaque n°3 présente exactement les mêmes données, mais triées par température. Des extraits de ces abaques sont présentés dans les tableaux 5.3 et 5.4.

°C	MPa	kJ kg^{-1}			kJ kg^{-1}			m^3 kg^{-1}	
T_{sat}	p_{sat}	u_L	u_V	u_{LV}	h_L	h_V	h_{LV}	v_L	v_V
...	...	...	...	...	...	...	...	...	...
115	0,16918	482,4	2 523,4	2 041	482,6	2 698,6	2 216	0,001056	1,0358
120	0,19867	503,6	2 528,8	2 025,2	503,8	2 705,9	2 202,1	0,00106	0,89121
125	0,23224	524,8	2 534,3	2 009,4	525,1	2 713,1	2 188	0,001065	0,77003
130	0,27028	546,1	2 539,6	1 993,5	546,4	2 720,1	2 173,7	0,00107	0,668
...	...	...	...	...	...	...	...	...	...

Tableau 5.3 – Extrait de l'abaque n°2. L'indice L correspond au liquide saturé, et l'indice V correspond à la vapeur saturée. Les indices LV correspondent à la différence entre ces valeurs : par exemple $u_{LV} \equiv u_V - u_L$.

MPa	°C	kJ kg^{-1}			kJ kg^{-1}			m^3 kg^{-1}	
p_{sat}	T_{sat}	u_L	u_V	u_{LV}	h_L	h_V	h_{LV}	v_L	v_V
...	...	...	...	...	...	...	...	...	...
0,2	120,21	504,5	2 529,1	2 024,6	504,7	2 706,2	2 201,5	0,001061	0,88568
0,25	127,41	535,1	2 536,8	2 001,8	535,3	2 716,5	2 181,1	0,001067	0,71866
0,3	133,52	561,1	2 543,2	1 982,1	561,4	2 724,9	2 163,5	0,001073	0,60576
0,35	138,86	583,9	2 548,5	1 964,7	584,3	2 732	2 147,7	0,001079	0,52418
...	...	...	...	...	...	...	...	...	...

Tableau 5.4 – Extrait de l'abaque n°3. Il s'agit des mêmes données que dans l'abaque n°2 ; elles sont seulement triées par pression.

Nous pouvons tout d'abord répondre à des questions simples avec ces abaques :

Exemple 5.5

À quelle température bout l'eau à une pression de 3 bar ?

L'eau bout, elle est donc à saturation (mélange liquide-vapeur). On se dirige vers l'abaque n°3 (extrait en tableau 5.4) où les données sont triées par pression. À 0,3 MPa, la température de saturation est de 133,52 °C.

☞ Tant que l'eau bouillira ou se condensera, elle restera à 133,52 °C. Pour obtenir une ébullition à une autre température, il faut changer la pression.

Exemple 5.6

Quelle est l'augmentation de volume lorsque l'on vaporise de l'eau à 130 °C ?

L'eau passe d'un volume v_L (liquide sur le point de bouillir) à un volume v_V (dernière goutte évaporée).
On se dirige vers l'abaque n°2 (extrait en tableau 5.3) où les données sont triées par température. À 130 °C, le volume spécifique augmente de $v_{LV} = v_V - v_L = 0{,}668 - 0{,}00107 = 0{,}66693\ \mathrm{m^3\,kg^{-1}}$ (il est multiplié par 600 environ).

☞ Ici l'évaporation se fait intégralement à 130 °C (ce qui est assez facile à obtenir en pratique, puisqu'il suffit de maintenir la pression constante, cf. figure 5.7). Si la température et la pression n'étaient pas maintenues constantes, le volume final serait différent.

Exemple 5.7

Combien faut-il de chaleur pour vaporiser entièrement (et lentement) 4 L d'eau liquide saturée à 3 bar ?

L'eau va recevoir de la chaleur mais elle va aussi travailler (en « gonflant » à pression constante de 3 bar). Nous allons rechercher $q_{\text{évap.}} = q_{1\to2} = (u_2 - u_1) - w_{1\to2}$ (2/2).
Nous passons d'un liquide saturé (état 1 = indice L) à une vapeur saturée (état 2 = indice V).
Comme l'évolution est lente et à pression constante, le travail $w_{1\to2} = -\int_1^2 p\,\mathrm{d}v$ devient simplement $-p_{\text{cste}}(v_2 - v_1)$.
Rassemblons tout cela : $q_{\text{évap.}} = (u_V - u_L) + p_{\text{cste}}(v_V - v_L) = h_V - h_L = h_{LV} = 2\,163{,}5\ \mathrm{kJ\,kg^{-1}}$.
À 3 bar, nos 4 L d'eau liquide saturée correspondent à une masse $m = \frac{V}{v_L} = \frac{4 \cdot 10^{-3}}{0{,}001073} = 3{,}7279\ \mathrm{kg}$. On a donc au final $Q_{\text{évap.}} = m\, q_{\text{évap.}} = 8\,065{,}2\ \mathrm{kJ}$.

☞ Si nous avions utilisé l'approximation usuelle de 1 000 litres par mètre cube d'eau liquide ($v_L \approx 10^{-3}\ \mathrm{m^3\,kg^{-1}}$), nous aurions commis une erreur de +7,3%.

On note au passage que le terme $h_{LV} \equiv h_L - h_V$ est parfois nommé *chaleur de vaporisation* ou *chaleur latente*[1].

5.3.3 Le mélange liquide-vapeur

Nous voulons enfin quantifier les propriétés de l'eau *entre* les points de saturation, c'est-à-dire lorsqu'elle n'est que partiellement liquide. L'expérience montre que l'eau se comporte alors de façon linéaire, et ses propriétés peuvent être quantifiées simplement.

Pour « positionner » un mélange liquide-vapeur entre les deux points de saturation, on définit *le titre* :

> Le titre x est la proportion massique de vapeur saturée contenue dans un mélange liquide-vapeur.

Par exemple, une masse de 1 kg d'eau avec un titre de 0,2 contient 0,8 kg de liquide saturé et 0,2 kg de vapeur saturée. Ces 0,2 kg occupent toutefois la majorité du volume disponible. On pourrait ainsi dire que le titre quantifie la progression d'un mélange liquide-vapeur entre ses deux points de saturation (figure 5.11). Le concept de titre ne s'applique qu'aux mélanges de phase, ainsi on a toujours $0 \leq x \leq 1$.

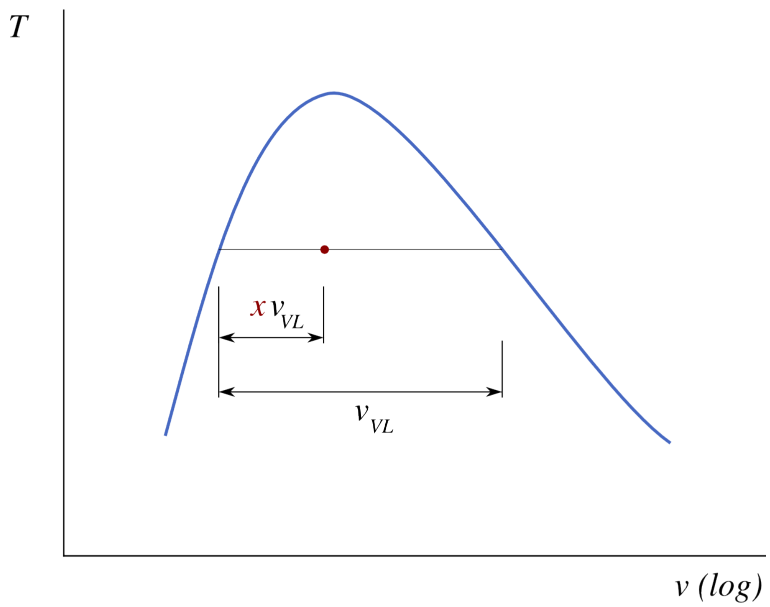


FIGURE 5.11 – Le titre de la vapeur représenté par la position du point sur un diagramme $T - v$.
Diagramme CC-0 o.c.

1. En effet, pour une évaporation en système fermé à une température donnée, $q_{\text{évap.}} = \Delta u - w_{\text{évap.}} = (u_V - u_L) - p_{\text{sat}}(v_V - v_L) = h_{LV}$ (on obtient le même résultat en système ouvert).

Nous pouvons maintenant exprimer les propriétés u, h, et v en fonction du titre :

L'enthalpie h d'un mélange liquide-vapeur est égale à la somme de l'enthalpie du liquide et de celle du gaz. On a ainsi, comme illustré en figure 5.12 :

$$\begin{aligned} h_x &= (1-x)h_L + x\,h_V \\ &= h_L + x(h_V - h_L) \\ h_x &= h_L + x\,h_{LV} \end{aligned} \tag{5/4}$$

où h_x est l'enthalpie spécifique du mélange étudié ($\mathrm{J\,kg^{-1}}$),
x son titre (sans unité),
et $h_{LV} \equiv h_V - h_L$ (valeur tabulée) l'enthalpie spécifique de vaporisation à sa température ($\mathrm{J\,kg^{-1}}$).

L'énergie interne u d'un mélange liquide vapeur se quantifie exactement de la même manière :

$$u_x = u_L + x\,u_{LV} \tag{5/5}$$

où u_x est l'énergie spécifique du mélange étudié ($\mathrm{J\,kg^{-1}}$),
x son titre (sans unité),
et $u_{LV} \equiv u_V - u_L$ (valeur tabulée) la différence des énergies internes spécifiques à saturation, à sa température ($\mathrm{J\,kg^{-1}}$).

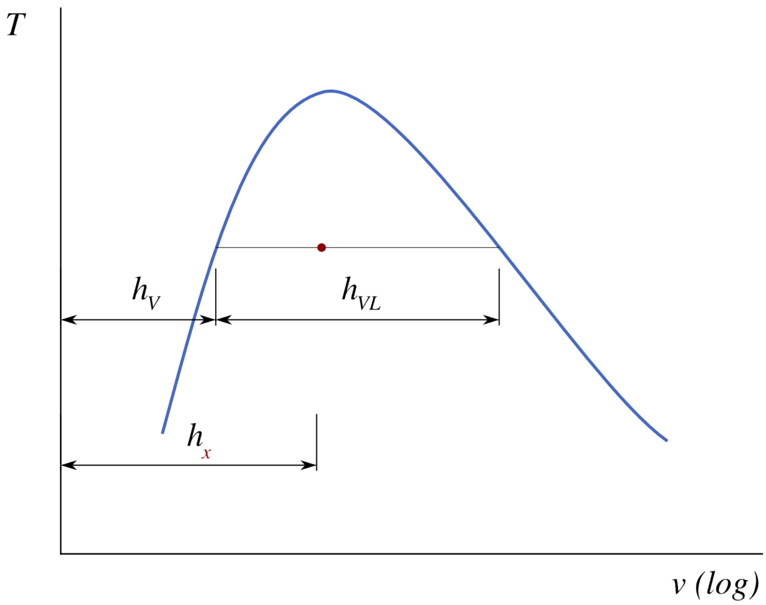


FIGURE 5.12 – Enthalpie h_x d'un mélange en fonction des enthalpies à l'état saturé et de vaporisation.

Diagramme CC-0 O.C.

Le volume spécifique d'un mélange liquide-vapeur, enfin, se quantifie encore plus simplement. Le volume total du mélange est égal au volume du gaz plus celui du liquide, et donc :

$$v_x = (1 - x)v_L + x\, v_V$$

Toutefois, le volume spécifique v_L du liquide saturé étant très petit devant celui de la vapeur [1], il peut être négligé et nous pouvons simplement écrire :

$$v_x \approx x\, v_V \tag{5/6}$$

où v_x est le volume spécifique du mélange étudié ($m^3\,kg^{-1}$),
x son titre (sans unité),
et v_V (valeur tabulée) le volume spécifique de la vapeur saturée, à sa température ($m^3\,kg^{-1}$).

Cette approximation est illustrée en figure 5.13.

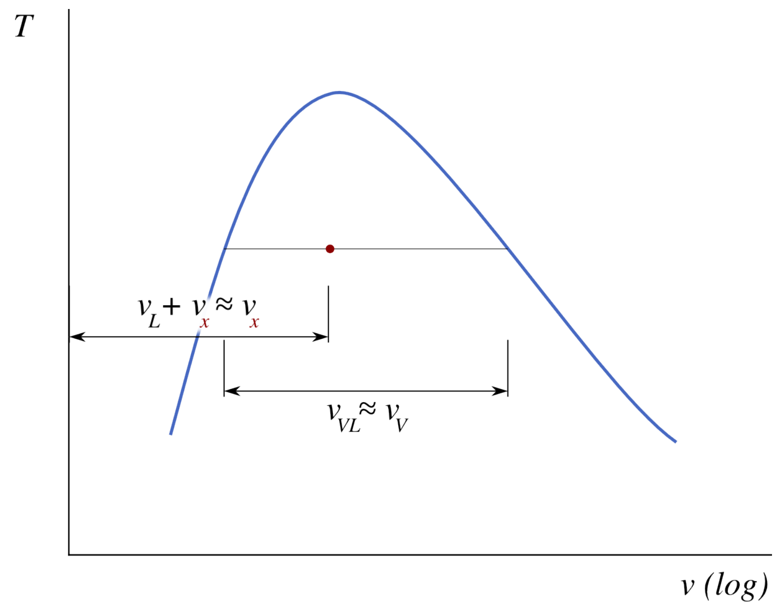


FIGURE 5.13 – Approximations utilisées dans le calcul du volume occupé par un mélange liquide-vapeur. Il faut bien noter que l'échelle en abscisse est logarithmique : v_L est en général plusieurs centaines de fois plus petit que v_V, et l'approximation n'est pas mise en valeur graphiquement.
Diagramme CC-0 o.c.

1. Un court examen de l'abaque n°2 révélera qu'il s'agit approximativement d'un facteur 10^3. Il faut noter que ce facteur est très mal mis en évidence par les diagrammes $T - v$ et $p - v$ de ce chapitre, dont l'échelle des abscisses est logarithmique.

Nous pouvons maintenant utiliser les mêmes abaques n°2 et n°3 pour quantifier ce qui se passe entre les points de saturation.

Exemple 5.8

Quels sont l'énergie interne et le volume occupé par une masse de 3 kg d'eau aux trois quarts vaporisée, à 115 °C ?

Nous avons un mélange liquide-vapeur et le titre est de 0,75. Nous allons à l'abaque n°2 (extrait en tableau 5.3 p.127) pour trouver la température de saturation 115 °C.
De là, on applique simplement l'équation 5/5 : $u_x = u_L + 0{,}75 \times u_{LV} = 482{,}4 + 0{,}75 \times 2\,041 = 2\,013{,}15\,\mathrm{kJ\,kg^{-1}}$.
De même, avec l'équation 5/6 : $v_x = 0{,}75 \times v_V = 0{,}75 \times 1{,}0358 = 0{,}77685\,\mathrm{m^3\,kg^{-1}}$.
On a donc $U = m\,u = 8\,052{,}6\,\mathrm{kJ}$ et $V = m\,v = 3{,}1074\,\mathrm{m^3}$.

Exemple 5.9

Quel est le titre de l'eau à 2,5 bar dont l'enthalpie est de $1\,500\,\mathrm{kJ\,kg^{-1}}$?

Nous avons un mélange liquide-vapeur ; on cherche dans l'abaque n°3 (extrait en tableau 5.4 p.127) la ligne correspondant à $p_{\text{sat}} = 0{,}25\,\mathrm{MPa}$. Nous nous armons de l'équation 5/4.
De là, on obtient : $x = \frac{h_x - h_L}{h_{LV}} = \frac{1\,500 - 535{,}3}{2\,181{,}1} = 0{,}442$.

☞ Une courte vérification à la volée : à $1\,500\,\mathrm{kJ\,kg^{-1}}$ nous sommes bien au milieu environ du chemin entre $h_L \approx 500$ et $h_V \approx 2\,700\,\mathrm{kJ\,kg^{-1}}$.

5.4 Transformations élémentaires réversibles

Nous savons désormais quantifier les termes pv, u et h d'un liquide/vapeur dans tous les cas. Maintenant, nous nous proposons de faire comme au chapitre précédent (§4.4) : calculer les transferts d'énergie en jeu lorsqu'on comprime ou détend un liquide/vapeur selon des contraintes entièrement arbitraires de volume, pression ou température.

5.4.1 À quoi sert cette section de chapitre ?

La réponse est la même qu'au chapitre 4 (§4.4.1). Les évolutions de liquides/vapeurs que nous étudions ici sont très hypothétiques mais intéressantes pour deux raisons :

1. Le comportement d'un liquide/vapeur est intrinsèquement complexe. Ces évolutions élémentaires font figure de gymnastique et permettent d'apprendre à le décrire étape par étape ;

2. Ces évolutions élémentaires sont des outils conceptuels que nous assemblerons plus tard, d'abord pour quantifier les limites théoriques des machines (au chapitre 7), et enfin pour décrire le comportement des fluides à l'intérieur des machines réelles (au chapitre 9).

5.4.2 Évolutions à pression constante

Il est possible de chauffer ou refroidir un liquide/vapeur en maintenant sa pression constante (figure 5.14). Une évolution à pression constante est dite *isobare*.

— Dans un système fermé, on doit le contraindre avec une surface qui exerce une force constante quel que soit le volume ;

— Dans un système ouvert, il suffit de chauffer ou refroidir le gaz en le laissant s'écouler dans un conduit sans pièce mobile. C'est ce qui se passe dans une chaudière, par exemple.

« On sait que lorsqu'on fait vaporiser de l'eau sous la pression atmosphérique, en vain lui ajoute-t-on continuellement de nouvelles quantités de chaleur au moyen du foyer, jamais la température de l'eau, non plus que celle de la vapeur, ne s'élèvent au-delà de 100° du thermomètre centigrade, ou 212° du thermomètre de Fahrenheit. »

François-Marie Guyonneau de Pambour, 1839
Théorie de la machine à vapeur [7]

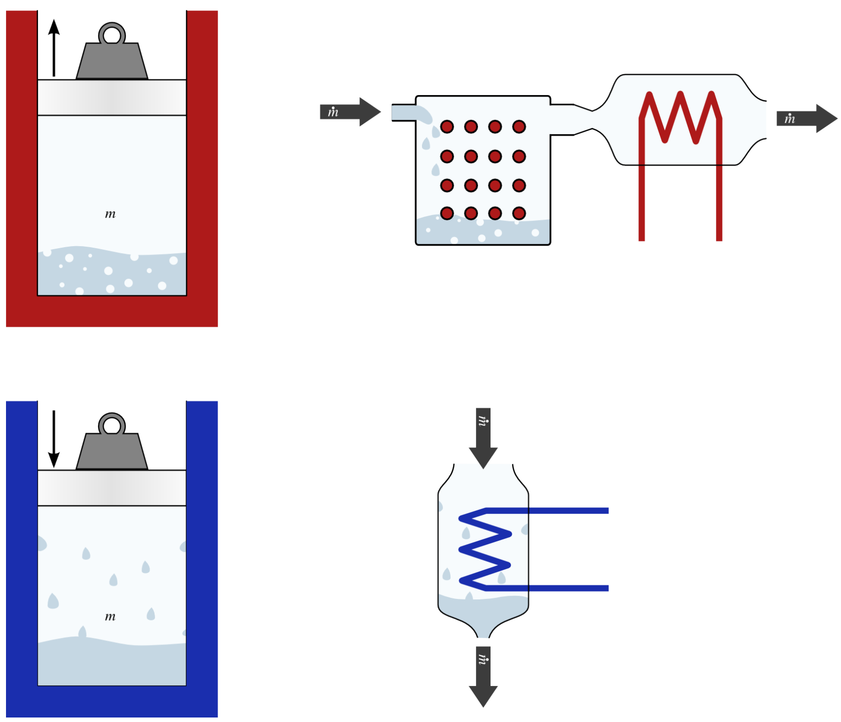


FIGURE 5.14 – Évolution à pression constante (isobare) d'un liquide/vapeur. En système fermé (à gauche), le piston exerce une force constante tout au long de l'évolution. En système ouvert (à droite), aucun travail n'est effectué.

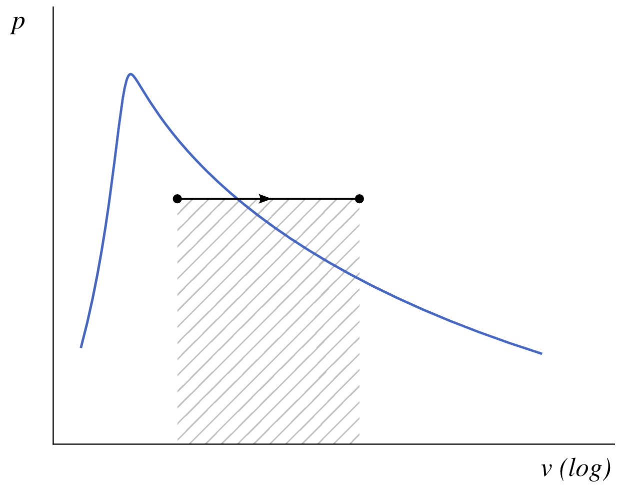


Figure 5.15 – Réchauffement à pression constante d'un liquide/vapeur, représenté sur un diagramme pression-volume.

Diagramme CC-0 o.c.

En système fermé, nous avons $q_{1\to2} + w_{1\to2} = \Delta u$ (2/2). Si l'évolution est réversible, la chaleur et le travail peuvent être chacun quantifiés :

$$w_{1\to2} = -\int_1^2 p \, \mathrm{d}v = -p_{\text{cste}} \int_1^2 \mathrm{d}v$$
$$w_{1\to2} = -p_{\text{cste}} \, \Delta v \tag{5/7}$$

lors d'une évolution réversible à pression constante p_{cste}, en système fermé.

$$q_{1\to2} = \Delta u - w_{1\to2} = \Delta u + p_{\text{cste}} \, \Delta v$$
$$q_{1\to2} = \Delta h \tag{5/8}$$

lors d'une évolution réversible à pression constante, en système fermé.

Lorsque l'évolution se fait en système ouvert, nous avons $q_{1\to2} + w_{1\to2} = \Delta h$ (3/15). Si l'évolution est réversible, la chaleur et le travail peuvent être chacun quantifiés :

$$w_{1\to2} = \int_1^2 v \, \mathrm{d}p$$
$$w_{1\to2} = 0 \tag{5/9}$$

lors d'une évolution réversible à pression constante, en système ouvert.

$$q_{1\to2} = \Delta h - w_{1\to2}$$
$$q_{1\to2} = \Delta h \tag{5/10}$$

lors d'une évolution réversible à pression constante, en système ouvert.

Exemple 5.10

Combien de travail et de chaleur faut-il pour chauffer lentement 2 kg d'eau liquide saturée à pression constante (3 bar), jusqu'à ce que le volume atteigne 1 m^3 ?

Nous partons de l'état liquide saturé, à $v_1 = v_L$ et $h_1 = h_L$. Nous avons besoin du volume spécifique et de l'enthalpie finaux pour pouvoir quantifier $W_{1\to2}$ et $Q_{1\to2}$. Le volume final sera $v_2 = \frac{V_2}{m} = 0{,}5\,\mathrm{m^3\,kg^{-1}}$.

☞ On remarque que v_2 est inférieur à v_V à notre température. À la fin du réchauffement, l'eau sera toujours partiellement liquide et nous allons devoir calculer son titre.

☞ Mélange liquide-vapeur ? On se dirige vers les abaques n°2 et n°3. Nous connaissons la pression (0,3 MPa), c'est donc l'abaque n°3 qu'il nous faut.

Le titre final est $x_2 \approx \frac{v_x}{v_V} = \frac{0{,}5}{0{,}60576} = 0{,}825$ (5/6). On a donc $h_2 = h_L + x_2\,h_{LV} = 561{,}4 + 0{,}825 \times 2\,163{,}5 = 2\,347{,}2\,\mathrm{kJ\,kg^{-1}}$ (5/4).

On obtient le travail avec l'équation 5/9 : $W_{1\to2} = m\,w_{1\to2} = -m\,p_{\text{cste}}\,\Delta v = -2 \times 0{,}3 \cdot 10^6 \times (0{,}5 - 0{,}001073) = -2{,}994 \cdot 10^5\,\mathrm{J} = -299{,}4\,\mathrm{kJ}$.

Enfin, la chaleur avec l'équation 5/10 : $Q_{1\to2} = m\,q_{1\to2} = m\,\Delta h = 2 \times (2\,347{,}2 \cdot 10^3 - 561{,}4 \cdot 10^3) = +3{,}5715 \cdot 10^6\,\mathrm{J} = +3\,571{,}5\,\mathrm{kJ}$.

☞ Le transfert de chaleur mis en jeu est dix fois plus important que le travail. Ici, nous chauffons beaucoup et le fluide, à basse pression, travaille peu.

☞ Il est probablement plus simple et moins risqué de retrouver ces équations 5/9 et 5/10 à la main que de tenter de les mémoriser.

On peut remarquer que lorsqu'on chauffe l'eau en mélange liquide/vapeur (sous la courbe de saturation), l'augmentation de volume est formidable. Concrètement, il suffit de quelques millilitres d'eau liquide pour obtenir une expansion de plusieurs litres à pression constante, avec une température très modérée et constante. C'est la raison pour laquelle tous les premiers moteurs, au XIXe siècle, ont fonctionné à l'eau plutôt qu'avec de l'air. La grande démultiplication du volume permettait des moteurs plus compacts et avec de grands débattements (mécanismes plus simples), la pression constante évitait les à-coups, et les faibles températures permettaient l'usage de matériaux simples : une combinaison de facteurs avantageuse avec une technologie peu avancée.

Nous verrons aux chapitres 7 (*le second principe*) et 9 (*cycles moteurs à vapeur*) que ces avantages se traduisent hélas par une inefficacité pharaonique. Pour s'en affranchir, il faudra monter en température : ce sera pour le XXe siècle.

5.4.3 Évolutions à volume constant

Il est possible de chauffer ou refroidir un liquide/vapeur en maintenant son volume constant (figure 5.16). Une évolution à volume constant est dite *isochore*.

- Dans un système fermé, on peut chauffer ou refroidir le liquide/vapeur dans un réservoir fixe et fermé ;
- Dans un système ouvert, la situation est plus complexe. On doit compresser le liquide/vapeur pendant qu'on le réchauffe pour éviter que son volume n'augmente ; de même, pour éviter que son volume ne baisse en le refroidissant, il faut le détendre.

En système fermé, nous avons $q_{1\to 2} + w_{1\to 2} = \Delta u$. La chaleur et le travail peuvent être chacun quantifiés :

$$w_{1\to 2} = -\int_1^2 p \, \mathrm{d}v$$
$$w_{1\to 2} = 0 \tag{5/11}$$

lors d'une évolution à volume constant, en système fermé.

$$q_{1\to 2} = \Delta u - w_{1\to 2}$$
$$q_{1\to 2} = \Delta u \tag{5/12}$$

lors d'une évolution à volume constant, en système fermé.

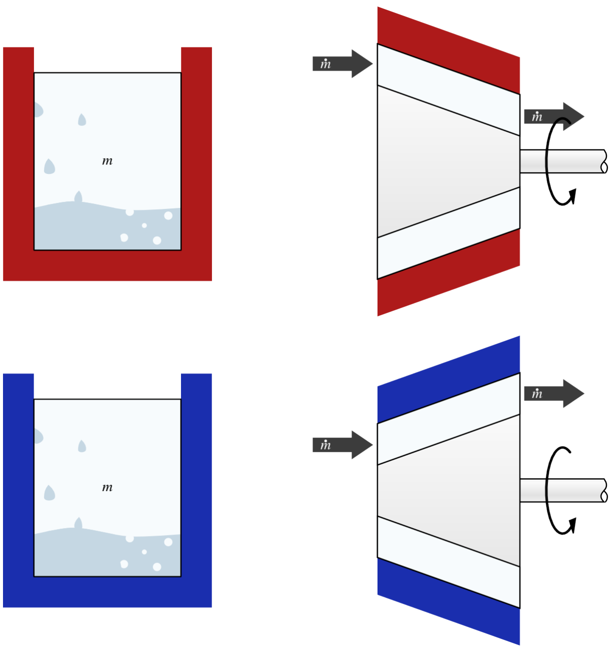


FIGURE 5.16 – Évolution à volume constant (isochore) d'un liquide/vapeur. En système fermé (à gauche), le volume est bloqué et aucun travail n'est effectué. En système ouvert (à droite), on doit comprimer le fluide pendant qu'on le chauffe et le détendre pendant qu'on le refroidit, pour pouvoir maintenir le volume spécifique constant.

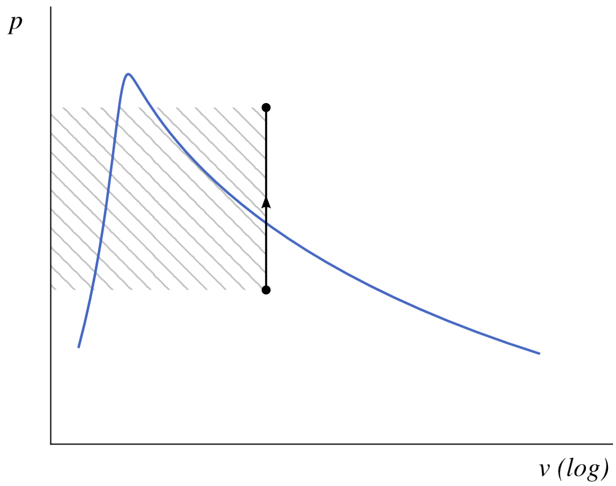


FIGURE 5.17 – Réchauffement à volume constant d'un liquide/vapeur, représenté sur un diagramme pression-volume.

Diagramme CC-0 o.c.

Lorsque l'évolution se fait en système ouvert, nous avons $q_{1\to 2} + w_{1\to 2} = \Delta h$. Si l'évolution est réversible, la chaleur et le travail peuvent être chacun quantifiés :

$$w_{1\to 2} = \int_1^2 v \,\mathrm{d}p = v_{\text{cste}} \int_1^2 \mathrm{d}p$$

$$w_{1\to 2} = v_{\text{cste}} \,\Delta p \tag{5/13}$$

lors d'une évolution réversible à volume constant, en système ouvert.

$$q_{1\to 2} = \Delta h - w_{1\to 2} = \Delta h - v_{\text{cste}} \,\Delta p$$

$$q_{1\to 2} = \Delta u \tag{5/14}$$

lors d'une évolution réversible à volume constant, en système ouvert.

Remarquons qu'en fonction de son titre au départ, un mélange liquide-vapeur peut devenir entièrement liquide ou bien entièrement gazeux, lorsqu'il est chauffé à volume constant.

5.4.4 Évolutions à température constante

Il est possible de chauffer ou refroidir un liquide/vapeur en maintenant sa température constante (figure 5.18). Une évolution à température constante est dite *isotherme*.

Lorsque le fluide est en mélange de phases (au centre de la courbe de saturation), l'évolution à température constante se fait aussi à pression constante, comme décrit en section §5.4.2 plus haut. Pour quantifier les transferts d'énergie, nous n'avons qu'à nous référer aux équations 5/9 et 5/10.

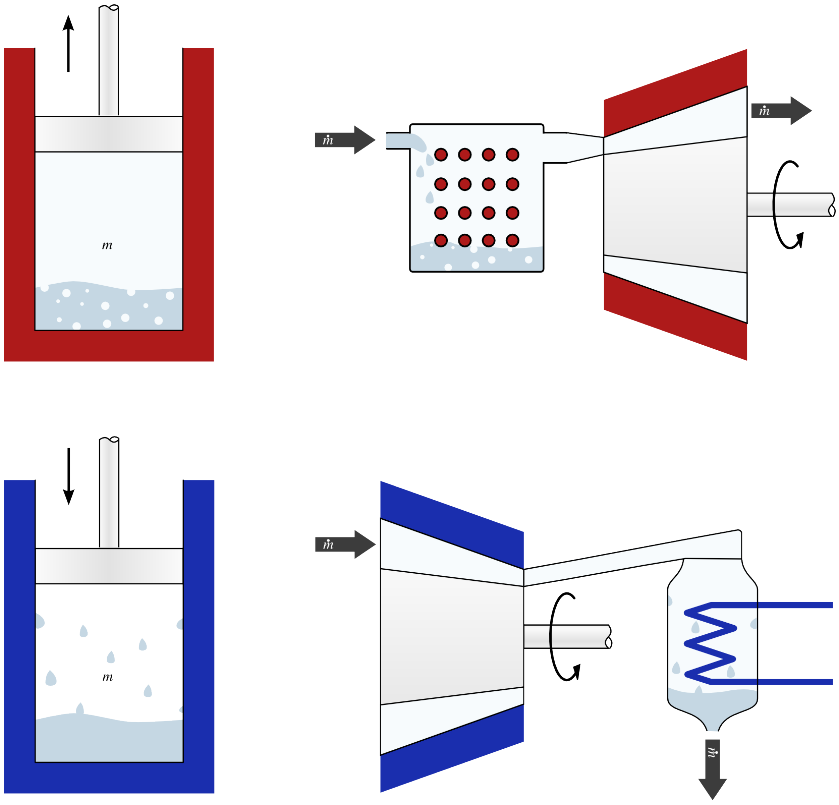


Figure 5.18 – Évolution à température constante (isotherme) d'un liquide/vapeur. En système fermé (à gauche), on laisse travailler le gaz sur un piston pendant qu'on le chauffe, et à l'inverse, on lui fournit du travail lorsqu'on le refroidit. En système ouvert (à droite), les mêmes manipulations sont effectuées en flux continu.

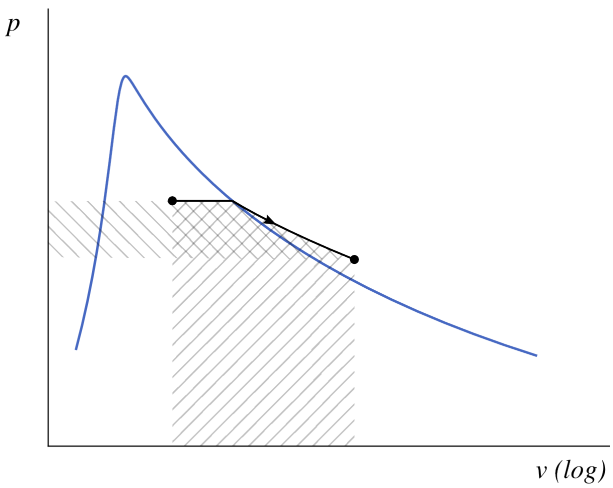


Figure 5.19 – Détente (réchauffement) à température constante d'un liquide/vapeur, représenté sur un diagramme pression-volume.

Par contre, dès que l'on franchit la courbe de saturation, rien ne va plus. Lorsque la saturation est atteinte, la pression se met à décroître et nous n'avons pas de moyen analytique de décrire cette évolution.

La conséquence est que pour l'instant, nous ne pouvons pas quantifier le travail et la chaleur mis en jeu lorsque l'on fait évoluer de la vapeur à température constante ! Il nous faut patienter jusqu'au chapitre 8, où nous utiliserons le concept de l'*entropie* pour nous attaquer au problème.

Exemple 5.11

Combien de travail et de chaleur faut-il pour chauffer lentement 2 kg d'eau liquide saturée à température constante (130 °C), jusqu'à ce que son volume atteigne 1 m^3 ?

On observe d'abord l'état final. Le volume final sera $v_2 = \frac{V_2}{m} = 0{,}5\,\text{m}^3\,\text{kg}^{-1}$, ce qui est inférieur à v_V à notre température. Conclusion : même à la fin du réchauffement, l'eau sera toujours partiellement liquide.

L'évolution se fera donc aussi à pression constante (à la pression de saturation, $p_{\text{sat.130\,°C}} = 0{,}27028\,\text{MPa}$). Le calcul est exactement le même que pour l'exemple 5.10 p.135. On obtient un titre de 0,749, une quantité de travail $W_{1\to2} = -269{,}7\,\text{kJ}$ et de chaleur $Q_{1\to2} = +3\,256{,}2\,\text{kJ}$.

☞ Tant que l'on est en mélange liquide/vapeur (sous la courbe de saturation), température constante = pression constante. Aucun problème.

Exemple 5.12

On reprend la même question que dans l'exemple 5.11 ci-dessus avec un volume final plus grand : 2 m^3. Combien faut-il de chaleur et de travail ?

Nous ne pouvons pas encore répondre à cette question ! Le volume spécifique final dépasse v_V et la pression chute donc sur la fin de l'évolution (figure 5.19).

Nous pourrions quantifier l'énergie u_2 en interpolant entre les lignes *et les colonnes* de l'abaque n°1 (en cherchant un volume v_2 à 130 °C), ce qui serait imprécis et malcommode. Toutefois, même en ayant quantifié $\Delta u = u_2 - u_1$, nous serions incapables de déterminer la part de travail et de chaleur dans cette variation : la pression et le volume varient tous les deux sans que nous ne puissions les relier l'un à l'autre et donc effectuer l'intégrale $\int p\,\mathrm{d}v$.

☞ Avec le modèle du gaz parfait, nous pouvions écrire que pv = cste à température constante, et donc calculer le travail le long de la détente. Mais avec un liquide/vapeur, cela ne fonctionne plus.

☞ Après le chapitre 8, nous saurons utiliser le génial concept de l'*entropie* pour répondre à cette question.

5.4.5 Évolutions adiabatiques réversibles

Une évolution *adiabatique* est une évolution au cours de laquelle il n'y a aucun transfert de chaleur (figure 5.20). On peut obtenir cela en recouvrant le récipient ou le conduit avec une épaisse couche d'isolant thermique.

Une évolution adiabatique *réversible* est effectuée infiniment lentement. Un piston dans un cylindre devra pour cela être déplacé infiniment lentement, et une turbine en flux continu devra pour cela être infiniment longue. Les évolutions adiabatiques servent de référence, d'objectif théorique, pour quantifier les performances des turbines réelles, que nous étudierons au chapitre 9.

« On me permettra peut-être ici de me référer à un fait prouvé par Rankine et moi-même : lorsqu'une quantité de vapeur, à sa masse volumique maximale et incluse par une surface impénétrable à la chaleur, se détend et par cette manière déplace une partie mobile de cette surface cloisonnante, par exemple un piston, avec sa pleine force d'expansion, une partie de la vapeur doit se condenser [...]. »

Rudolf Clausius, 1856
Über die Anwendung der mechanischen Wärmetheorie auf die Dampfmaschine [16]

Comme pour un gaz parfait, la température est nécessairement amenée à varier dans une telle évolution, puisque le travail est non-nul. Nous notons aussi que les courbes des évolutions adiabatiques réversibles tracées sur un diagramme pression-volume croisent toujours la courbe de saturation. Autrement dit, une vapeur sèche détendue lentement sans transfert de chaleur sera, tôt ou tard, amenée à se condenser. C'est un fait qui aura des conséquences importantes au chapitre 9 (*cycles moteurs à vapeur*).

Dans n'importe quelle évolution adiabatique, le transfert de chaleur est nul :

$$q_{1\to 2} = 0 \tag{5/15}$$

pour toute évolution adiabatique.

Le travail s'exprime donc simplement :

$$w_{1\to 2} = \Delta u \tag{5/16}$$

pour toute évolution adiabatique en système fermé ;

$$w_{1\to 2} = \Delta h \tag{5/17}$$

pour toute évolution adiabatique en système ouvert.

Comment quantifier ce Δu ou ce Δh ? Prenons l'exemple d'une détente adiabatique, en partant de 40 bar et 500 °C. On tente d'extraire le maximum de travail de la vapeur avant de la rejeter à pression atmosphérique (1 bar).

— Si la détente est complètement irréversible (très brutale), alors le travail est de zéro. La vapeur est rejetée avec la même quantité d'énergie (u, h) qu'à l'entrée.

— Plus on effectue la détente lentement, et plus on reçoit de travail.

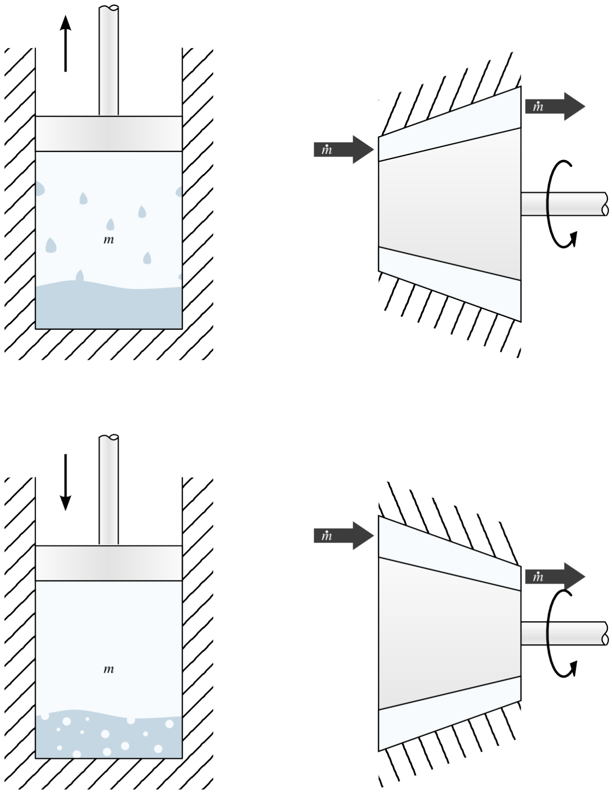


FIGURE 5.20 – Évolution adiabatique réversible (isentropique) d'un liquide/vapeur. En système fermé (à gauche) comme en système ouvert (à droite), le fluide est parfaitement isolé, de sorte qu'il n'y ait aucun transfert de chaleur, même si sa température varie.

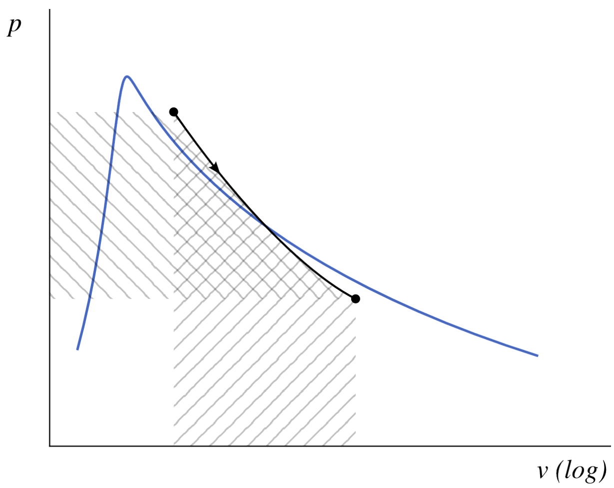


FIGURE 5.21 – Détente adiabatique réversible d'un liquide/vapeur, représentée sur un diagramme pression-volume.

— Le meilleur cas – le travail maximal – correspond à une détente adiabatique réversible (infiniment lente).

Malheureusement, nous sommes encore incapables de quantifier cette quantité maximale de travail ! Il nous faudrait pour cela pouvoir quantifier l'énergie au sein de la vapeur au fur et à mesure qu'elle se détend. Nous savions faire cela avec un gaz parfait (et les angoissantes relations de type $(T_1/T_2)^{1/\gamma-1} = \ldots$) mais nous n'avons pas de tel outil avec les liquides/vapeurs.

Plus tard, dans le chapitre 8 (*l'entropie*), nous verrons qu'une évolution adiabatique réversible se fait à *entropie* constante (c'est pour cela que nous appellerons ces transformations *isentropiques*), et nous nous servirons de cet outil phénoménal pour répondre à ces questions.

5.4.6 Évolutions arbitraires

Il faut bien garder en tête que l'on peut en pratique faire évoluer les propriétés d'un liquide/vapeur *de n'importe quelle façon arbitraire* (figure 5.22), tout comme avec un gaz.

Nous nous sommes concentrés sur quatre évolutions particulières, parce qu'elles jouent chacun un rôle important, pour les physiciens et pour les ingénieurs, dans la conception des machines thermiques. En contrôlant astucieusement les transferts de chaleur et de travail, on peut bien sûr provoquer n'importe quelle évolution arbitraire.

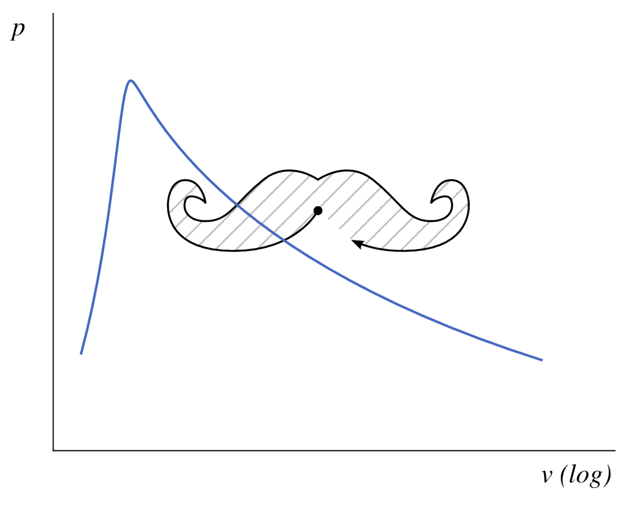


FIGURE 5.22 – Évolution entièrement arbitraire d'un liquide/vapeur représentée sur un diagramme pression-volume. Outre un sens de l'humour déplorable, une telle évolution requiert une combinaison extrêmement complexe de transferts de chaleur et de travail que l'étudiant/e est invité/e à se représenter.

5.5 Un peu d'histoire : le cheval-vapeur

Nous associons traditionnellement le mot *moteur* à la propulsion automobile : des machines fonctionnant avec de l'air et de l'essence. Pourtant, les tout premiers moteurs étaient tout autres. Lourds, lents, incroyablement volumineux, fonctionnant au charbon et à l'eau, ils ne servaient qu'à pomper de l'eau.

Revenons au début du XIXe siècle. À cette époque, l'Europe se chauffe au charbon, que l'on extrait à grand-peine de mines sans cesse inondées. On en retire l'eau en faisant travailler des chevaux, au travers d'un mécanisme de pompage primitif. Les premiers moteurs sont installés pour remplacer ces chevaux – mais ils sont à peine moins coûteux, et demandent au moins autant d'attention !

Les technologies métallurgique (les cylindres sont en cuivre et travaillés à la main) et mécanique (les vannes doivent être ouvertes et fermées une à une manuellement

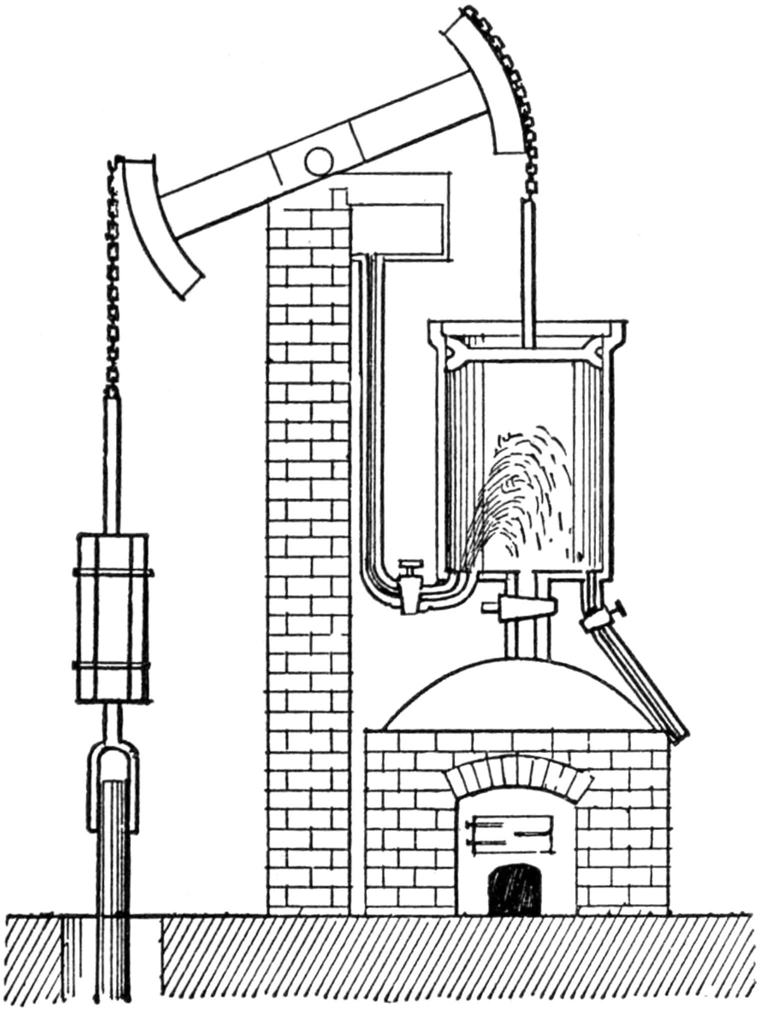


FIGURE 5.23 – Schéma de coupe d'un des premiers moteurs à vapeur (moteur Newcomen, ~1720). La condensation provoquée par injection d'eau dans le cylindre provoquait une chute de pression interne.

Gravure par Newton Henry Black & Harvey Nathaniel Davis, publiée en 1913 (domaine public)

tout au long du fonctionnement), toutes deux balbutiantes, cantonnent ces moteurs à des pressions de fonctionnement très faibles.

Pour ces moteurs, l'eau convient parfaitement. Lorsque la vapeur à pression modérée est refroidie (par exemple en y mêlant de l'eau liquide froide), elle se condense et sa pression chute brutalement (figure 5.23). C'est l'occasion d'entraîner un piston qui, soumis à la pression atmosphérique sur son autre face, pourra produire du travail. Ainsi, on pourrait presque parler de « moteurs à implosion », puisqu'ils font travailler l'atmosphère sur un cylindre de vapeur dépressurisée pour produire du travail.

Avec ce mode de fonctionnement, la différence de pression obtenue atteint au plus 1 bar, et la cadence est lamentablement faible. Mais l'ensemble fonctionne à température et pressions raisonnables et les exploitants ne manquent ni de charbon, ni d'eau.

C'est un jeune employé de l'université de Manchester qui réalise le premier le potentiel de développement formidable qui s'offre au moteur. En étudiant un modèle réduit de moteur appartenant à l'université, il apporte une série de modifications qui vont doubler son efficacité.

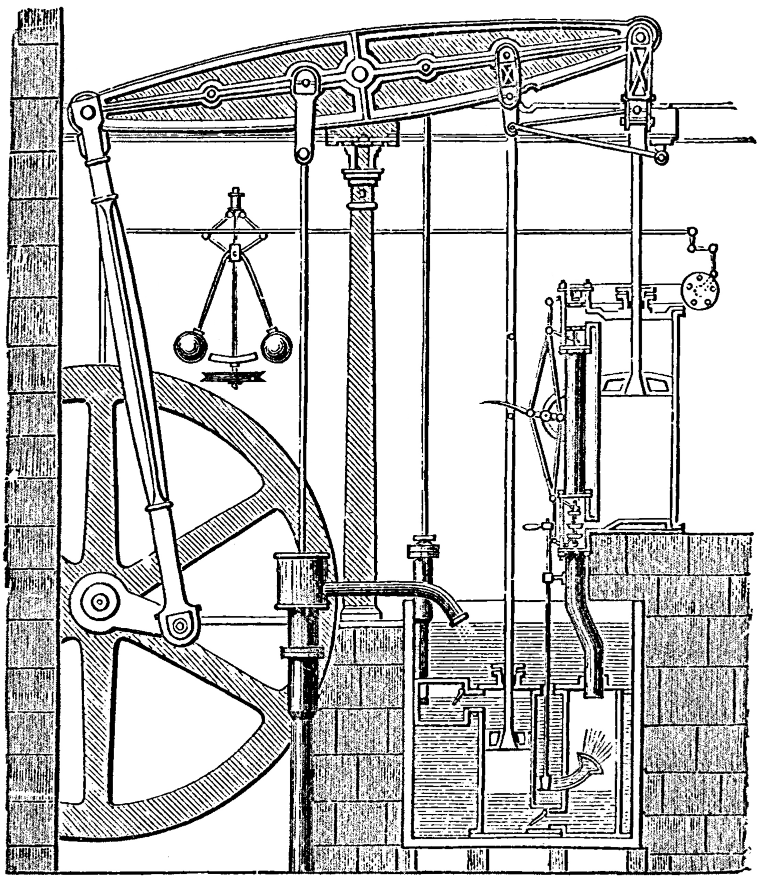


FIGURE 5.24 – Le moteur de *Boulton & Watt* avec condensation séparée et piston double-face.
Gravure par Robert Henry Thurston (1878, domaine public)

La première et la plus importante de ces modifications va être de séparer dans l'espace les phases de réchauffement et de refroidissement de la vapeur. Auparavant, la condensation par injection d'eau froide abaissait aussi la température du piston et du cylindre métalliques, qu'il fallait, à chaque cycle, réchauffer, avec un coût en chaleur important. Désormais, la vapeur est refroidie dans une chambre maintenue à basse température par immersion dans l'eau (figure 5.24), tandis que le cylindre moteur est maintenu à haute température au-dessus de la chaudière.

La seconde modification va consister à exploiter les deux faces du piston. En utilisant un système de conduites contrôlées par des vannes, il devient possible d'augmenter la différence de pression animant le mouvement du piston. Tandis que la vapeur se condense à 0,2 bar d'un côté, l'autre face subit désormais la pression de la vapeur à 1,4 bar. Non seulement le travail fourni à chaque mouvement de piston est augmenté mais, en plus, la cadence (et ainsi la puissance) est doublée, puisque le piston est moteur en se déplaçant vers le haut comme vers le bas.

Pour finir, une série d'automatismes mécaniques réduisent l'attention qu'il est nécessaire d'apporter à la formidable machinerie ainsi assemblée. Le volant d'inertie maintient la cadence, l'ouverture des vannes est mécaniquement liée à l'avancement du moteur, et le régulateur centrifuge à boules, hérité des moulins à eau et ainsi devenu célèbre, évite l'emballement ou le calage.

Le jeune laborantin, qui porte le nom de James Watt, trouve la fortune en s'associant avec un fabricant de canons expert en chaudronnerie, Matthew Boulton. La suite est sans équivoque : *Boulton & Watt* s'arrogeront une part énorme du marché naissant des machines thermiques.

Leur succès, hélas, viendra bien moins des innovations technologiques apportées que des procès retentissants menés pour les monétiser. Car les deux partenaires excellent dans le relationnel politique et surtout dans l'univers particulier des brevets et des *royalties* qui en découlent. Les deux Écossais à haut-de-forme touchent,

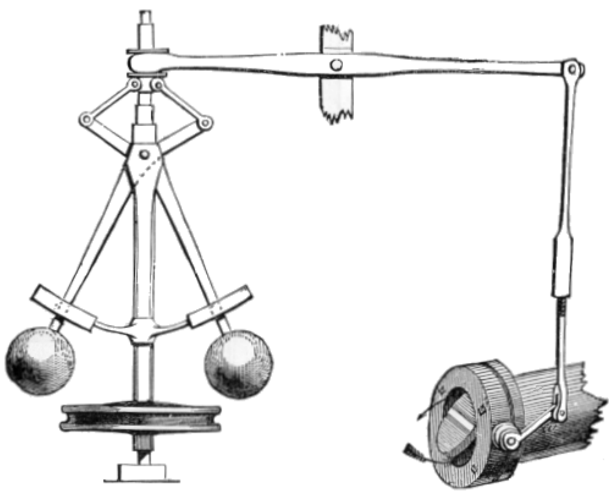


FIGURE 5.25 – Le régulateur à boules, mécanisme provenant des moulins à vent et intégré aux moteurs à vapeur par James Watt.

Gravure par R. Routledge (1900, domaine public)

par exemple, un pourcentage sur les économies de charbon engendrées par les machines qu'ils vendent à travers le pays. Et il faudra près d'une quinzaine d'années pour que s'ouvre enfin à tous la possibilité légale, au Royaume-Uni, d'utiliser la « puissance expansive de la vapeur », procédé sournoisement breveté par les deux associés !

Quoi qu'il en soit, la *Conférence générale des poids et mesures* attribua à la puissance l'unité watt dans la convention SI en 1960. Elle détrôna alors le *cheval-vapeur* (*horsepower*)… introduit par ledit James près d'un siècle plus tôt, pour comparer ses machines aux chevaux de trait qu'elles remplaçaient.

$$\begin{aligned} 1\,\text{ch}_{\text{impérial}} &\equiv 33\,000\,\text{ft}\,\text{lb}_\text{f}\,\text{min}^{-1} \\ &= 745{,}6999\,\text{W} \end{aligned}$$

5.6 Exercices

Les propriétés de l'eau sont toutes tabulées dans les abaques n°1, 2 et 3.

E 5.1 Température et pression d'ébullition

Un/e étudiant/e voyage à bord d'un avion de ligne et se voit servir une boisson chaude (figure 5.26) par l'équipage ; la boisson est presque à ébullition. Il/elle en mesure la température à 88,2 °C.

1. Quelle est la pression dans la cabine ?

L'avion subit une dépressurisation rapide et la pression de la cabine s'égalise avec la pression atmosphérique locale (17,2 kPa). L'étudiant/e enfile son masque à oxygène et constate avec déplaisir que la boisson, qui refroidit, s'est mise à bouillir.

2. À quelle température l'ébullition cessera-t-elle ?



FIGURE 5.26 – Boisson chaude aérienne au goût non identifié.

Photo CC-BY *par l'utilisateur·rice Flickr notbrucelee*

E 5.2 Évaporation d'eau

1. Combien faut-il de chaleur pour évaporer entièrement une casserole d'eau (figure 5.27) ? Le récipient contient 2,5 L d'eau à 10 °C, et la pression atmosphérique ambiante est de 1 bar.
2. Représentez l'évolution sur un diagramme pression-volume, de façon qualitative (c'est-à-dire sans représenter les valeurs numériques) et en y représentant la courbe de saturation.
3. Le réchauffement est effectué avec une plaque électrique de 1 500 W. Combien de temps faut-il pour vaporiser l'eau, et quel est le coût engendré par l'expérience ? L'opérateur facture 0,15€ par kW h et les pertes de la plaque dans la pièce sont de l'ordre de 10 %.



FIGURE 5.27 – Expérience de physique ordinaire

Photo CC-BY *par Indi Samarajiva*

E 5.3 Exercice simple de cours

Décrivez très brièvement une expérience permettant de réchauffer à température constante une masse fixe d'eau liquide sous-refroidie. Représentez l'évolution sur un diagramme pression-volume, de façon qualitative et en y représentant la courbe de saturation.

E 5.4 Génération de vapeur à haute pression

Un procédé industriel chimique nécessite l'apport d'un débit de vapeur de 2 kg s^{-1} à 6 bar et 875 °C. La machine en charge de fournir cette vapeur est alimentée par une canalisation d'eau liquide pressurisée à 10 °C et 6 bar.

1. Quelles puissances sous forme de travail et de chaleur sont nécessaires pour générer ce débit de vapeur ?
2. Représentez l'évolution subie par l'eau sur un diagramme pression-volume, de façon qualitative et en y représentant la courbe de saturation.

E 5.5 Tout est dans le bouchon

Un/e étudiant/e décide de maintenir une alimentation équilibrée, et pour cela fait cuire des aliments dans un autocuiseur (couramment appelé « cocotte-minute », figure 5.28).

La soupape (couramment appelée « bouchon ») de l'autocuiseur pèse 216 g ; elle est posée sur un conduit d'échappement de diamètre 5 mm. La pression atmosphérique ambiante est de 1,1 bar.

1. À quelle température l'autocuiseur permet-il de faire cuire les aliments ?
2. Quelle température et quelle pression une personne appuyant sur la soupape pourrait-elle générer à l'intérieur de l'autocuiseur ? Comment empêcher un accident ?



Figure 5.28 – Autocuiseur ou cuiseur à pression, couramment appelé *« cocotte-minute »* en France.

E 5.6 Un premier moteur à vapeur

Un/e ingénieur/e effectue une expérience avec de la vapeur d'eau, dans l'idée de mettre au point un petit moteur très simple (figure 5.29)

Il/elle insère 2 L d'eau liquide à 20 °C dans un grand cylindre. L'eau est comprimée à 2 bar par un piston.

Il/elle chauffe l'eau, et le piston se déplace en maintenant la pression constante, jusqu'à ce que le volume ait atteint 300 L.

1. Représentez l'évolution sur un diagramme pression-volume, de façon qualitative et en y représentant la courbe de saturation.
2. Quel a été le travail effectué ?
3. Combien de chaleur a-t-il fallu apporter ?
4. Quels seraient les transferts de travail et de chaleur si la détente était poursuivie jusqu'à 4 500 L ?

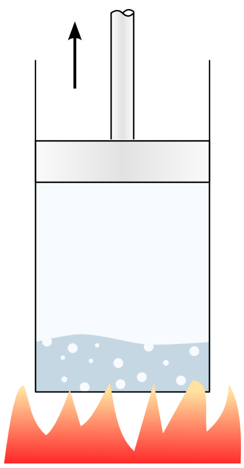


Figure 5.29 – Un concept très simple de moteur à vapeur

E 5.7 Pompage d'eau

Une pompe à liquide est installée pour prélever de l'eau à 5 °C située dans un réservoir en contrebas (figure 5.30).

1. Jusqu'à quelle hauteur Δz peut-on effectuer le pompage ?
2. Comment pourrait-on procéder pour pomper l'eau à plus grande hauteur ?

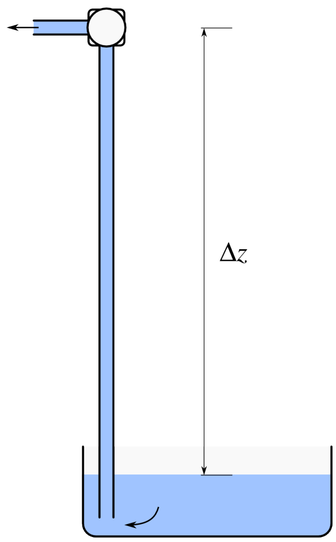


Figure 5.30 – Pompage d'un réservoir d'eau situé en contrebas. La première observation de la limite de hauteur calculée dans cet exercice est faite en 1630 par Giovanni Battista Baliani.

E 5.8 Turbine à vapeur sur installation légère

Une entreprise développe une petite centrale à vapeur pouvant être embarquée dans un conteneur de taille standard. Une fois reliée à une chaudière externe, elle est capable de convertir en électricité, avec une efficacité intéressante, de la chaleur provenant de combustibles peu raffinés (comme le bois, le papier ou le charbon).

Au sein de cette centrale, la turbine est adiabatique et admet 5 t h^{-1} de vapeur à 90 bar et 510 °C en provenance de la chaudière. La pression de sortie est (à peine supérieure à) la pression atmosphérique (nous prendrons 1 bar). Un/e ingénieur/e prévoit [1] que l'énergie interne spécifique de la vapeur sera alors de 2 676,6 kJ kg^{-1}.

La turbine est mécaniquement connectée à une génératrice de courant d'efficacité 85 %.

1. Quelle est la puissance électrique dégagée par la génératrice ?

1. Nous pourrons aussi faire cela après le chapitre 8 (*l'entropie*).

À l'autre extrémité du conteneur, une pompe électrique (seul autre élément mécanique de l'installation) récupère l'eau condensée à l'état de liquide saturé (1 bar) et augmente à nouveau sa pression jusqu'à 90 bar pour alimenter la chaudière. On considère que lors du pompage, le volume spécifique de l'eau varie de façon négligeable, et que la compression est réversible.

2. Quelle puissance électrique est prélevée pour alimenter la pompe ?

E 5.9 Le baril écrasé

Pour effectuer une démonstration de physique, un groupe d'étudiants porte de l'eau à ébullition, à pression ambiante, dans un ancien baril de pétrole (contenance 208 L, hauteur 88 cm).

Le baril est retiré de la source de chaleur et fermé de façon hermétique. Le but de l'opération est de pouvoir observer le baril se faire écraser par l'atmosphère suite au changement d'état de l'eau qu'il contient.

1. Quelle dépression peut-on générer à l'intérieur du baril en le laissant se refroidir ?
2. Quelle serait alors la force verticale s'appliquant sur la paroi supérieure du baril ?

Quelques questions plus difficiles :

3. Il reste 5 L de liquide au fond du baril à la fermeture du bouchon. Quel est le titre de la vapeur ?
4. Quelle masse de vapeur s'est condensée pendant le refroidissement ?
5. Combien a-t-il fallu retirer de chaleur pour atteindre la dépression finale ?

E 5.10 Moteur Newcomen

À leur époque, autour de 1720, les moteurs Newcomen (figure 5.23) étaient à la pointe de la technologie. On insérait dans un grand cylindre (hauteur 1 m, diamètre 1,5 m) de la vapeur à peine surchauffée (1 bar, 250 °C).

Puis on refroidissait cette vapeur (en laissant entrer une faible quantité d'eau liquide à pression et température atmosphériques), en maintenant la pression interne à 0,1 bar. Le piston redescendait ainsi en fournissant du travail.

L'eau disponible pour alimenter le moteur est à 1 bar, 10 °C.

1. Tracez l'évolution suivie par l'eau sur un diagramme pression-volume ou température-volume, en y indiquant la courbe de saturation.
2. Avant de pouvoir effectuer la descente, quelle quantité de chaleur faut-il fournir pour remplir le cylindre de vapeur ?
3. Quelle quantité de travail est dégagée par le moteur pendant la descente du piston ?
Indice : il faut tenir compte du travail effectué par l'atmosphère sur la face extérieure du piston.
4. Quelle est ainsi l'efficacité du moteur, si l'on néglige les frottements et toutes les autres pertes de chaleur ?

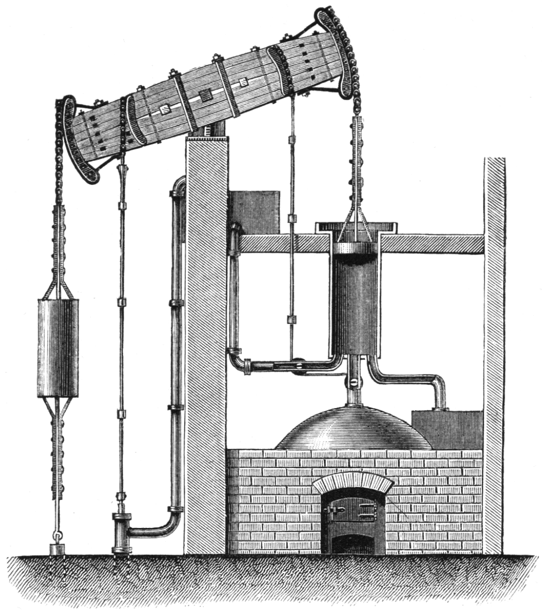


Figure 5.31 – L'ingénieux moteur atmosphérique de Newcomen, premier véritable succès de la motorisation vapeur.

Gravure C. L. Moll – Die gesammten Naturwissenschaften (1873, domaine public)

E 5.11 Condenseur de centrale à vapeur

Dans une centrale électrique de grande puissance, le condenseur est en charge de récupérer l'eau à la sortie des turbines et de lui retirer de l'énergie pour qu'elle puisse retourner à l'état liquide et ainsi ré-intégrer le circuit pompes → chaudières → turbines. L'eau du circuit (180 $\mathrm{t\,h^{-1}}$) arrive à 0,5 bar avec un volume spécifique de 3,1247 $\mathrm{m^3\,kg^{-1}}$; elle doit repartir à la même pression, à l'état de liquide saturé.

Pour extraire de la chaleur à l'eau de la centrale, les condenseurs utilisent un circuit d'eau secondaire provenant directement d'une rivière. On y prélève de l'eau à 10 °C.

Pour réduire l'impact écologique de la centrale, on souhaite rejeter l'eau secondaire dans la rivière à une température égale ou inférieure à 35 °C.

1. Quel débit d'eau secondaire doit-on prélever en rivière ?
2. Pour limiter les rejets de chaleur en rivière, où (et comment) rejette-t-on aussi, en pratique, la chaleur du condenseur ?

E 5.12 Catapulte de porte-avions

Une catapulte à avions est montée sur un navire militaire (figures 5.32 et 5.33). Elle est constituée d'un réservoir de vapeur connecté à un long cylindre, dans lequel glisse un piston entraînant l'avion au décollage.

Au début du catapultage, la vapeur est à 140 bar et 700 °C. Après une brève course de 50 m, l'avion a quitté le pont et la vapeur est à 4 bar et 410 °C.

1. Quelle énergie la catapulte a-t-elle fourni à l'avion par kilo de vapeur ?
2. Quelles doivent être le diamètre du piston et la masse totale de vapeur, pour que la poussée fournie à l'avion soit toujours supérieure à 2,5 t ?

Et une question à laquelle nous ne savons pas encore répondre : Quelle est la quantité *maximale* d'énergie que la catapulte aurait pu fournir à l'avion en laissant la vapeur se détendre ?

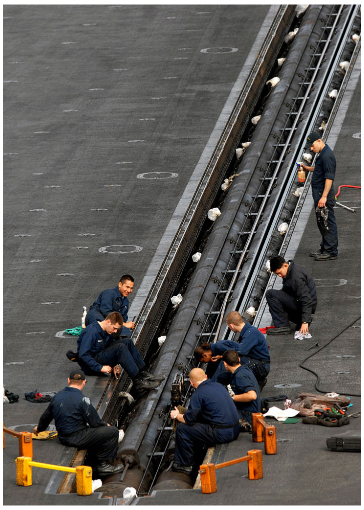


Figure 5.32 – Cylindre d'une catapulte à vapeur du *USS Abraham Lincoln*

Photo par Geoffrey Lewis, U.S. Navy (domaine public)



Figure 5.33 – Piston d'une catapulte à vapeur du porte-avions *Charles de Gaulle.*

E 5.13 Turbine de centrale nucléaire

Dans une centrale nucléaire, la génératrice d'électricité est entraînée par une turbine à vapeur (figure 5.34).
La majeure partie de la vapeur (chauffée par le réacteur nucléaire) traverse l'entièreté de la turbine. Toutefois, au milieu de la turbine, on procède à un prélèvement de vapeur. Il permet, d'une part, de réchauffer l'eau d'une autre partie du circuit (§9.4.5), et d'autre part, de contrôler précisément le débit de masse en circulation. Le débit total à l'entrée est de 317 t h^{-1} de vapeur.

On mesure les propriétés de vapeur suivantes :

Entrée :	120 bar ; 565 °C
Prélèvement :	10 bar ; 250 °C ; 1,2 kg s^{-1}
Sortie :	1 bar ; 115 °C

Quelle est la puissance mécanique fournie par la turbine ?

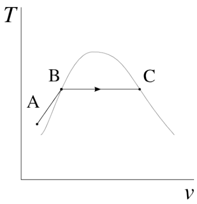


Figure 5.34 – Une des turbines de la centrale nucléaire russe de Balakovo (puissance centrale approx. 1 GW), en maintenance (haut) et en installation (bas).

Résultats

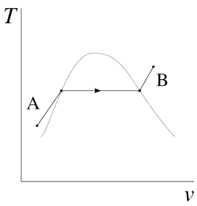
E 5.1 1) Par interpolation entre $T_{sat} = 85\,°C$ et $T_{sat} = 90\,°C$ dans l'abaque n°2, on obtient $p_{sat} = 0{,}67\,\text{bar}$

2) Par interpolation entre $p_{sat} = 0{,}016\,\text{MPa}$ et $p_{sat} = 0{,}018\,\text{MPa}$ dans l'abaque n°3, on obtient $T_{sat} = 56{,}8\,°C$ (berk!)



E 5.2 1) Pour chauffer l'eau jusqu'à ébullition (B) puis évaporation totale (C) : $Q_{A\to C} = m(q_{A\to B} + q_{B\to C}) = \frac{V_A}{v_A}(h_{L0{,}1\,\text{MPa}} - h_A + h_{LV0{,}1\,\text{MPa}}) = +6\,582\,\text{kJ}$.

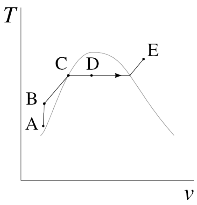
3) $\Delta t = \frac{Q_{A\to C}}{\dot{Q}_{moyenne}} = 1\,\text{h}\,21\,\text{min}$ pour un coût effarant de 0,29€.

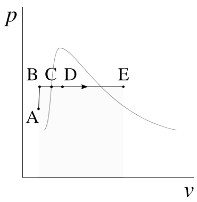


E 5.3 cf. §5.2.3 p.121 & figure 5.9.

E 5.4 1) Par lecture dans l'abaque n°1 @ $p_A = 0{,}6\,\text{MPa}$, $h_A = 42{,}6\,\text{kJ}\,\text{kg}^{-1}$. En interpolant entre 800 et 900 °C dans cette même table, on obtient $h_B = 4\,336{,}6\,\text{kJ}\,\text{kg}^{-1}$. Ainsi avec l'équation 5/10 (, $\dot{Q}_{A\to B} = \dot{m}\Delta h = +8{,}59\,\text{MW}$. $\dot{W}A \to B = 0\,\text{W}$ (5/9).

E 5.5 1) $p_{intérieur} = p_{bouchon} + p_{atm.} = \frac{F_{poids}}{S_{bouche}} + 1\,\text{bar} = 2{,}0797\,\text{bar}$. Par interpolation dans l'abaque n°2, $T_{sat.p=2{,}0797\,\text{bar}} = 121{,}37\,°C$.





E 5.6 2) $W_{A\to B} \approx 0$ (5/11) ; avec $m = \frac{V_B}{v_B}$ et $v_D = \frac{V_D}{m}$, on calcule $W_{B\to D} = -mp_{cste.}(v_D - v_B) = -59{,}6\,\text{kJ}$ (5/7). 3) Avec v_D on calcule le titre $x_D \approx \frac{v_D}{v_{V0{,}2\,\text{MPa}}} = 0{,}1697$. Ainsi, $Q_{B\to D} = m(h_D - h_B) = m(h_L + x_D h_{LV} - h_B) = +1\,585{,}2\,\text{kJ}$ (5/8), soit vingt-cinq fois plus…

4) Les relations sont identiques et donnent $W_{B\to E} = -899{,}6\,\text{kJ}$ et $Q_{B\to E} = +7\,694{,}3\,\text{kJ}$ (l'efficacité bondit de 3,8 à 11,7 %… il y a là une piste à suivre…)

E 5.7 1) La pression hydrostatique dans la canalisation dépend de la hauteur ($\Delta p = \rho g \Delta z$). Lorsque la pression à la pompe chute sous $p_{sat.}$, l'eau se met à bouillir. Pour $\Delta p_{ébullition} = 9{,}9127 \cdot 10^4\,\text{Pa}$, $\Delta z_{ébullition} = 10{,}1\,\text{m}$.

2) Il y a mieux que de réchauffer le réservoir…

E 5.8 1) En A dans l'abaque n°1 nous interpolons à 9 MPa entre 500 et 600 °C pour obtenir $h_{510\,°C\&90\,\text{bar}} = 3\,412\,\text{kJ}\,\text{kg}^{-1}$. Idem en B où $u_B > u_{V1\,\text{bar}}$ ($h_B = 2\,899{,}4\,\text{kJ}\,\text{kg}^{-1}$). Enfin $\dot{W}_{électrique} = \eta_{conversion}\dot{m}\Delta h = -605{,}8\,\text{kW}$.

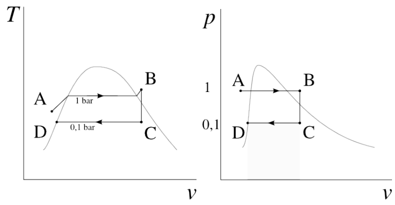
2) $\dot{W}_{pompe} = \dot{m}\int v\,\mathrm{d}p \approx \dot{m}v_L\Delta p = +12{,}9\,\text{kW}$.

E 5.9 1) Si on atteint $T_B = 30\,°C$ à volume constant, alors $p_{intérieur\,min.} = p_{sat.30\,°C} = 0{,}004247\,\text{MPa}$. Alors $\Delta p_{max} = -9{,}575 \cdot 10^4\,\text{Pa}$;

2) $F_{max} = \Delta p_{max} S_{couvercle} = 22{,}6\,\text{kN}$ (le baril sera bien sûr écrasé avant)

3) $x_A = 0{,}02408$, $x_B = 7{,}328 \cdot 10^{-4}$; 4) $m_{condensée} = 4{,}9138\,\text{kg}$;

5) $Q_{A\to B} = -1{,}878\,\text{MJ}$.



E 5.10 2) Une lecture de l'abaque n°1 donne $h_A = 42{,}1\,\mathrm{kJ\,kg^{-1}}$. Par interpolation nous obtenons $h_B = 2\,975\,\mathrm{kJ\,kg^{-1}}$ et $m = \frac{V_B}{v_B} = 0{,}7354\,\mathrm{kg}$. Ainsi nous calculons $Q_{A\to B} = m\Delta h = +2\,154\,\mathrm{kJ}$ (5/8). 3) Dans le même tableau que h_B nous avons déjà obtenu $v_B = 2{,}406\,\mathrm{m^3\,kg^{-1}}$. Ainsi $W_{\text{piston}\to\text{arbre}} = W_{\text{atm.}\to\text{piston}} + W_{\text{piston}\to\text{vapeur}} = m(p_C - p_{\text{ext.}})(v_D - v_C) = -159\,\mathrm{kJ}$. 4) $\eta \equiv \frac{Q_{\text{fournie}}}{W_{\text{utile}}} = 7{,}38\,\%$ (valeur réaliste).

E 5.11 1) $x_A = 96{,}44\,\%$ & $x_B = 0$; ainsi $\dot{Q}_{A\to B} = -111{,}13\,\mathrm{MW}$, ce pourquoi il nous faut $\dot{m}_{\text{secondaire}} \geq 1\,062{,}4\,\mathrm{kg\,s^{-1}}$.
2) Dans l'atmosphère, au moyen de l'eau secondaire rejetée par les larges cheminées…

E 5.12 1) $\Delta u = -433{,}1\,\mathrm{kJ\,kg^{-1}}$ (= $w_{A\to B}$ si l'on suppose l'évolution adiabatique) ;
2) $D_{\text{min.}} = 32{,}26\,\mathrm{cm}$ (attention à tenir compte de la pression atmosphérique) ; $m = \frac{V_{max}-V_{min}}{v_{max}-v_{min}} = 5{,}243\,\mathrm{kg}$.
NB : faute de sources fiables, les données de cet exercice sont purement imaginaires.

E 5.13 $\dot{W}_{\text{turbine}} = -71\,\mathrm{MW}$.

CHAPITRE 6

Cycles thermodynamiques

Le chapitre en bref

Lorsqu'on chauffe un fluide comprimé, il fournit plus de travail à la détente qu'on en avait dépensé à la compression. En détendant un fluide, on fait chuter sa température et on peut ainsi absorber de la chaleur d'un corps plus « froid ». Avec ces deux procédés, nous transformons chaleur en travail et inversement.

❇

Grâce aux chapitres 4 et 5, nous avons appris à quantifier l'énergie dans des fluides en fonction de leurs propriétés. Nous allons désormais utiliser ces fluides dans des machines pour transformer chaleur en travail et travail en chaleur. Dans ce chapitre 6 (*cycles thermodynamiques*), nous souhaitons formaliser la notion de cycle, en répondant à deux questions :

— Comment fonctionnent les moteurs, réfrigérateurs et pompes à chaleur ?

— Comment quantifier leur efficacité ?

6.1 Conventions graphiques

Nous commençons par nous accorder sur quelques conventions graphiques et de notation, qui sont résumées en figure 6.1.

Nous utilisons de larges flèches blanches pour représenter *le sens physique des transferts*. Nous ne modifions pas notre convention de signe (les transferts sont positifs vers le système et négatifs lorsqu'ils en proviennent), mais seulement la convention graphique pour les orienter, afin de rendre la visualisation des transferts dans les machines plus intuitive.

La somme algébrique du travail reçu W_{in} et fourni W_{out} par une machine est nommé le *travail net* W_{net}. Le travail net peut être positif (reçu par la machine de l'extérieur) ou négatif (fourni par la machine à l'extérieur), selon le type d'application.

$$\begin{aligned} W_{\text{net}} &\equiv W_{\text{in}} + W_{\text{out}} \\ \dot{W}_{\text{net}} &\equiv \dot{W}_{\text{in}} + \dot{W}_{\text{out}} \\ w_{\text{net}} &\equiv w_{\text{in}} + w_{\text{out}} \end{aligned} \tag{6/1}$$

On définit la *chaleur nette* de la même façon :

$$\begin{aligned} Q_{\text{net}} &\equiv Q_{\text{in}} + Q_{\text{out}} \\ \dot{Q}_{\text{net}} &\equiv \dot{Q}_{\text{in}} + \dot{Q}_{\text{out}} \\ q_{\text{net}} &\equiv q_{\text{in}} + q_{\text{out}} \end{aligned} \tag{6/2}$$

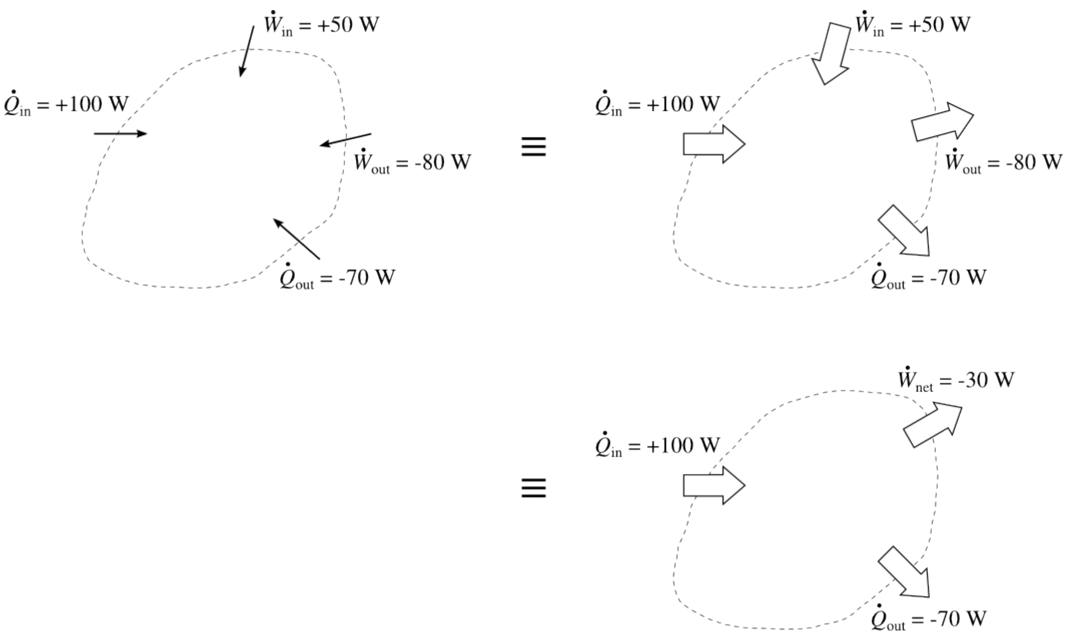


FIGURE 6.1 – Nouvelles conventions graphiques et de notation des transferts énergétiques. Les flèches blanches sont orientées selon le sens physique des transferts ; La somme algébrique de tous les travaux est représentée par un unique transfert nommé *travail net*.

Ainsi, par exemple, un moteur automobile reçoit une chaleur nette positive et produit un travail net négatif.

6.2 Transformer chaleur et travail

6.2.1 Construire des cycles thermodynamiques

Nous souhaitons comparer différentes manières de transformer travail et chaleur. Pour que ces comparaisons soient valables, il faut que nous tenions toujours compte de *toutes* les transformations subies par le fluide jusqu'à ce qu'il soit revenu à son état initial.

Par exemple, il est aisé de refroidir une pièce avec une bouteille d'air comprimé (il suffit de faire travailler le fluide pendant sa détente pour que sa température chute) ; mais si nous voulons refroidir la pièce en continu, alors il nous faut aussi tenir compte de l'énergie nécessaire pour *ramener* l'air dans la bouteille, à sa pression et température initiales, à la fin du processus.

Un second exemple est celui d'un moteur automobile, qui rejette de la chaleur emportée par les gaz d'échappement. Pour tenir compte de cette énergie perdue, nous comptabilisons la chaleur qu'il faudrait prélever aux gaz pour les ramener à la température d'entrée du moteur. Ce refroidissement imaginaire a lieu en dehors du moteur en pratique, mais d'un point de vue thermodynamique, il fait partie intégrante du processus de transformation énergétique.

Ainsi, à chaque fois que nous allons analyser le fonctionnement d'une machine thermique, nous allons prendre soin de poursuivre l'évolution du fluide jusqu'à le ramener à son état initial (même température, même pression, même énergie interne, etc.). Nous disons alors qu'il a parcouru un *cycle thermodynamique* (§2.3).

6.2.2 Produire un travail à partir de chaleur

Commençons par comprimer un fluide : nous augmentons sa pression et réduisons son volume spécifique, ce qui nous demande un certain travail. Après cela, chauffons ce fluide : sa pression et son volume ont tendance à augmenter. En détendant le fluide jusqu'à sa pression initiale, nous allons récupérer un travail plus grand que celui que nous avons investi à l'aller. Pour pouvoir enfin ramener le fluide à son état initial, il faut le refroidir.

Au final, le fluide a dépensé moins de travail au chemin retour qu'il n'en a reçu à l'aller. Sur un cycle, il aura donc *produit* du travail et absorbé (plus exactement, *transformé*) de la chaleur. C'est le principe de fonctionnement d'un moteur.

Il y a une infinité de cycles possibles pour effectuer cette transformation, mais ils comportent tous au moins quatre transferts énergétiques : une compression, un réchauffement, une détente et un refroidissement. Nous pouvons séparer ces évolutions dans l'espace, comme représenté en figure 6.2, ou bien dans le temps, comme

montré en figure 6.3. En fonction des contraintes technologiques et pratiques, certains de ces transferts peuvent être effectués simultanément.

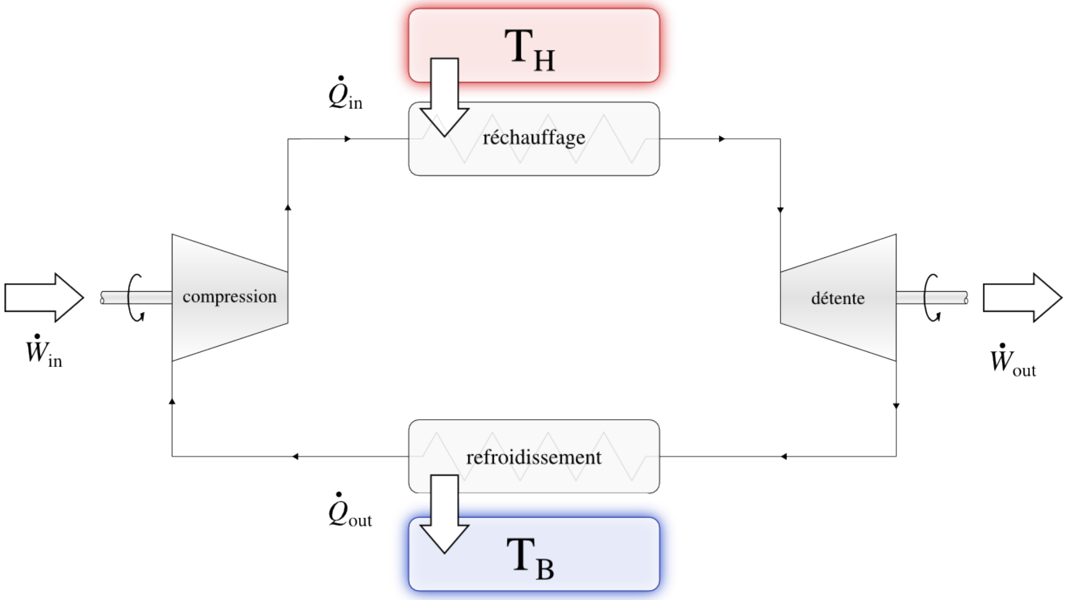


FIGURE 6.2 – Cycle thermodynamique moteur. Le fluide absorbe de la chaleur fournie à haute température T_H. la puissance de compression est plus faible que la puissance à la détente : la puissance nette sous forme de travail $\dot{W}_{net} = \dot{W}_{in} + \dot{W}_{out}$ est négative.

Schéma CC-0 o.c.

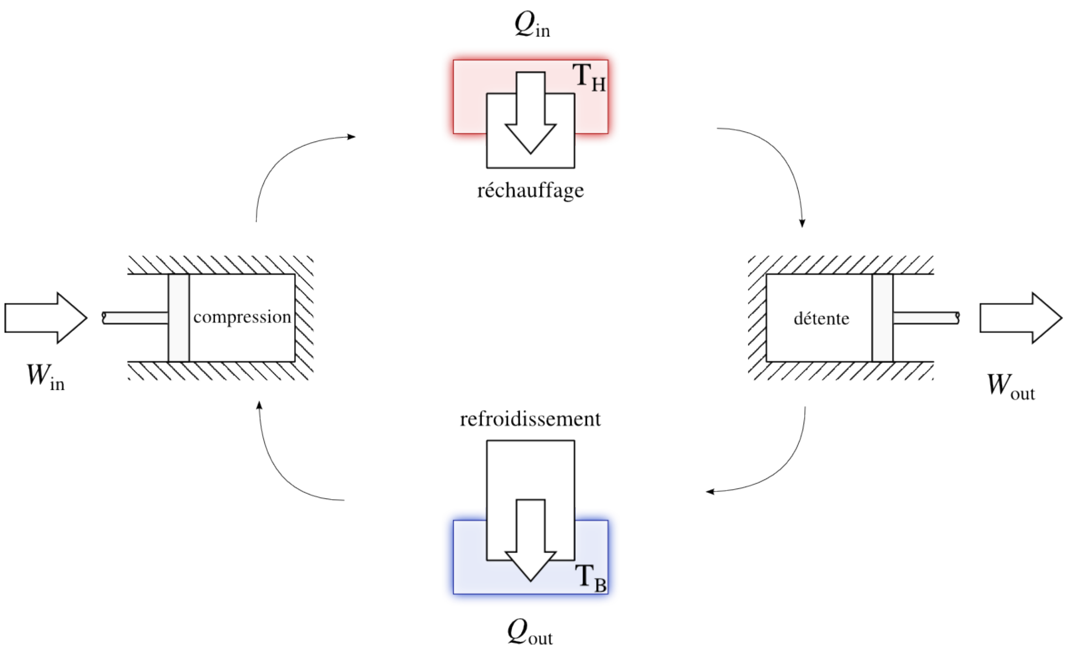


FIGURE 6.3 – Cycle thermodynamique moteur effectué en séparant les étapes dans le temps (plutôt que dans l'espace comme représenté en figure 6.2). Le fluide est réchauffé par une source de chaleur à haute température T_H. Le travail net $W_{net} = W_{in} + W_{out}$ est négatif.

Schéma CC-0 o.c.

Il est possible de lier mécaniquement les sections consommant et fournissant de l'énergie sous forme de travail. Dans le cas où le fluide circule en continu, on peut lier le compresseur et la turbine par un même axe, comme représenté en figure 6.4. Dans le cas où les évolutions sont séparées dans le temps, comme dans un moteur à explosion, on peut lier les évolutions en effectuant plusieurs cycles déphasés simultanément (avec plusieurs cylindres) ou en stockant de l'énergie dans un volant d'inertie. Le moteur ne reçoit alors pas de travail extérieur et on obtient alors à sa sortie une puissance $\dot{W}_{net}$.

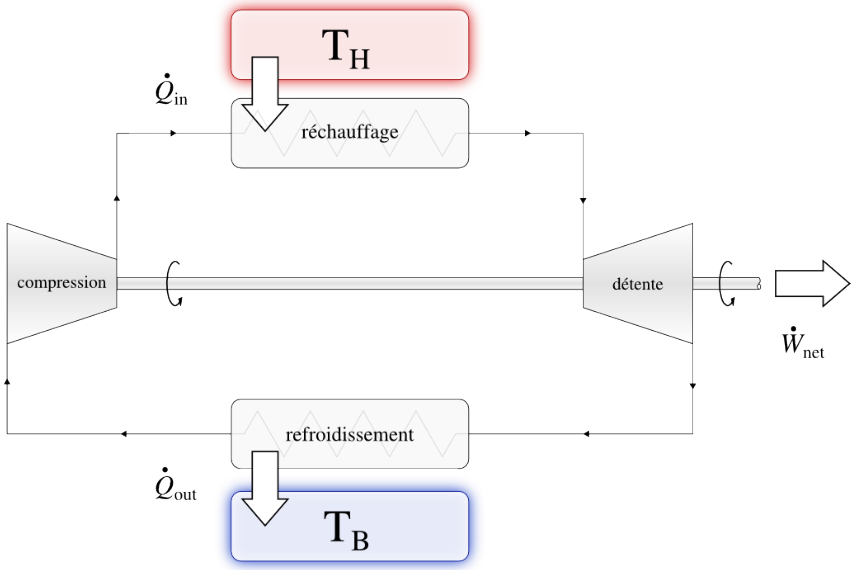


FIGURE 6.4 – Cycle thermodynamique moteur, pour lequel le compresseur et la turbine sont couplés mécaniquement. Comme la turbine fournit une puissance $\dot{W}_{out}$ supérieure à celle consommée par le compresseur ($\dot{W}_{in}$), elle est capable non seulement de l'entraîner mais aussi de fournir un excédent $\dot{W}_{net}$ vers l'extérieur.

6.2.3 Extraire de la chaleur avec du travail

Lorsque l'on fournit du travail à un fluide, sa température augmente [1] et il peut ainsi fournir de la chaleur à un corps qui était initialement à plus haute température (« plus chaud ») que lui.

À l'inverse, lorsque l'on détend un fluide, sa température baisse et il peut ainsi capter de la chaleur à un corps qui était initialement « plus froid » que lui.

En effectuant ces étapes l'une après l'autre, nous obtenons un *cycle de réfrigération* : une machine capable de prélever de la chaleur à basse température et de la rejeter à haute température. Un tel cycle est représenté en figure 6.5 (étapes séparées dans l'espace) et 6.6 (étapes séparées dans le temps).

1. Ce n'est pas strictement vrai pour les liquides/vapeurs qui, comme nous l'avons vu dans le chapitre 5 (*liquides et vapeurs*), connaissent une phase à température constante entre leurs points de saturation – toutefois, ils suivent cette tendance générale hors de cette plage de propriétés.

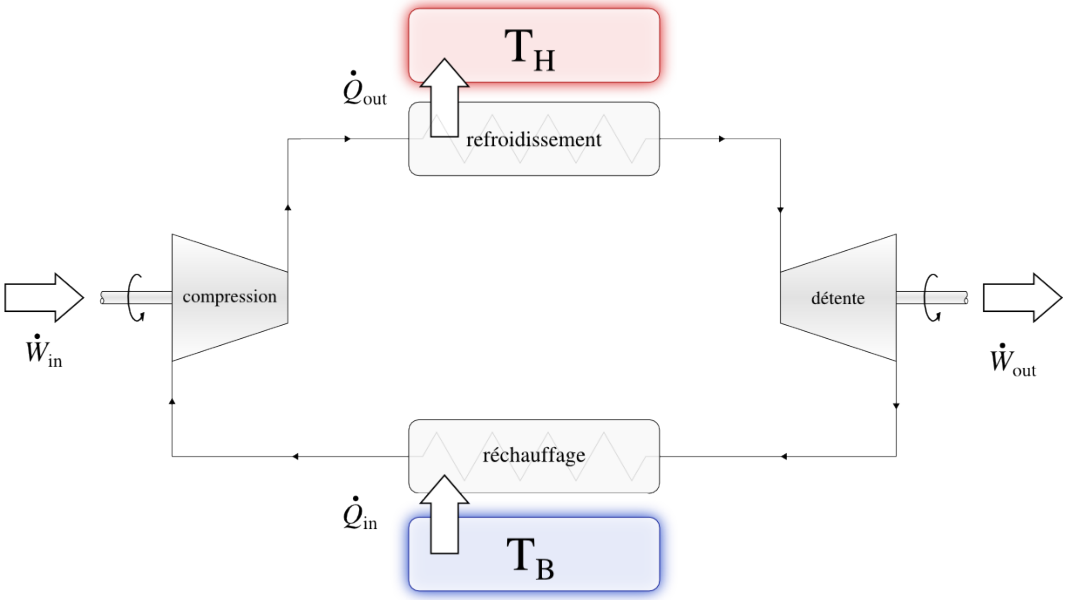


FIGURE 6.5 – Cycle thermodynamique de refroidissement, utilisé dans les réfrigérateurs, climatiseurs et pompes à chaleur.
Une puissance $\dot{Q}_{in}$ sous forme de chaleur est captée à basse température (le fluide est réchauffé) tandis qu'une puissance $\dot{Q}_{out}$ est rejetée à haute température (le fluide est alors refroidi).

Schéma CC-0 o.c.

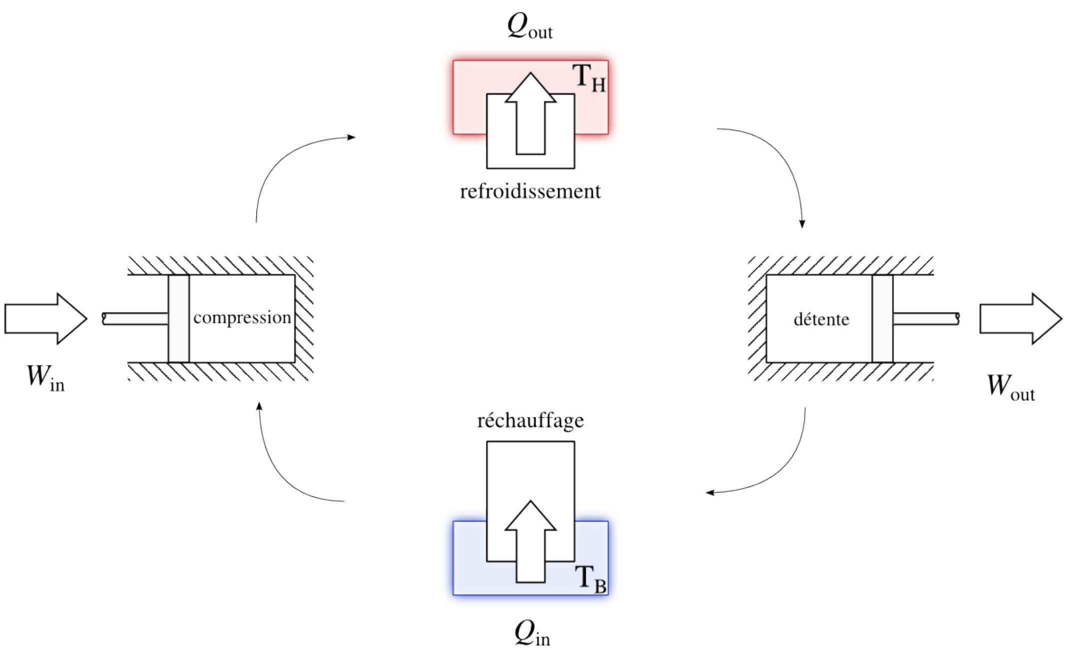


FIGURE 6.6 – Cycle de réfrigération effectué en séparant les étapes dans le temps (plutôt que dans l'espace comme représenté en figure 6.5)

Schéma CC-0 o.c.

L'examen attentif de ces deux figures réserve une surprise de taille : il s'agit exactement du même agencement que pour un moteur ! La seule différence porte sur les températures de fonctionnement. La température atteinte pendant la compression doit être **supérieure à la température haute** T_H, et la température atteinte pendant la détente doit être **inférieure à la température basse** T_B. Si ces conditions ne sont pas respectées, alors les transferts de chaleur ne peuvent pas se faire dans le sens voulu.

Dans un cycle de réfrigération, le fluide a un plus grand volume lorsqu'il est compressé (après avoir été réchauffé) que lorsqu'il est détendu (après avoir été refroidi) : cette fois la compression demande plus de puissance que la détente. La puissance nette $\dot{W}_{\text{net}}$ sous forme de travail est donc positive, c'est-à-dire que la machine doit être alimentée en travail par l'extérieur.

En pratique dans les systèmes de réfrigération, on a souvent recours à une astuce pour faire chuter la température : au lieu d'une turbine, on utilise une simple soupape (parfois appelée *détendeur*). Cet élément sans pièce mobile ne permet pas de dégager de travail (il augmente donc la puissance consommée par la machine), mais il est beaucoup plus simple de fabrication et d'utilisation. Cette modification est décrite en figure 6.7.

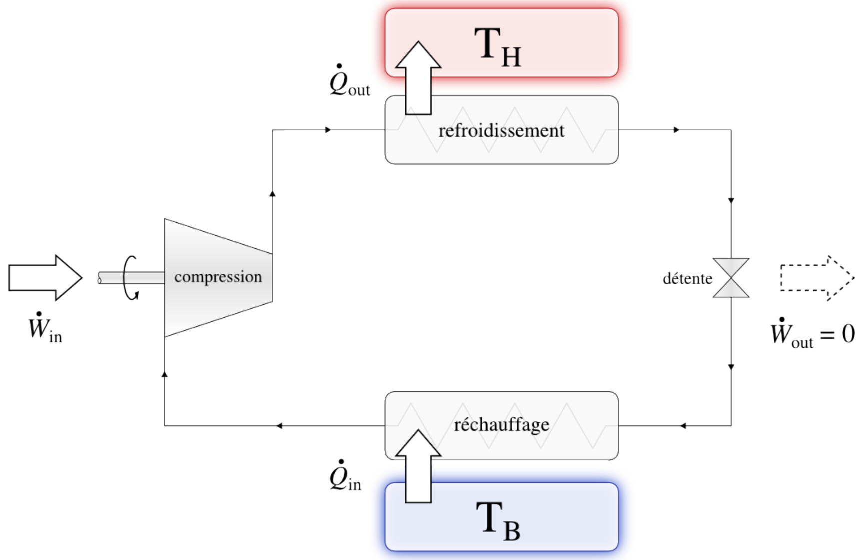


FIGURE 6.7 – Cycle de réfrigération modifié. Lorsque l'on utilise des liquides/vapeurs, il est possible de se dispenser d'extraire du travail lors de la détente. L'utilisation d'une simple soupape suffit pour faire baisser la température du fluide.

La soupape, en termes thermodynamiques, permet d'effectuer une détente entièrement irréversible, augmentant le volume et baissant la pression sans extraire de travail. Si l'on utilisait un gaz parfait, cela n'aurait aucun effet sur la température [1]

1. Revoir à ce propos les expériences de Joule et Gay-Lussac étudiées en §4.3.2 p.87.

et donc aucun intérêt ; mais lorsque l'on utilise des liquides/vapeurs, la détente en soupape est un moyen technologiquement simple de faire chuter la température.

Les cycles de réfrigération ont deux grands types d'application :

Les pompes à chaleur appelées aussi *thermopompes* (figure 6.8) sont agencées de façon à rejeter la chaleur vers un corps à haute température, le plus souvent une habitation ;

Les réfrigérateurs et climatiseurs (figure 6.9) sont agencés de façon à extraire de la chaleur d'un corps à basse température, le plus souvent une chambre froide.

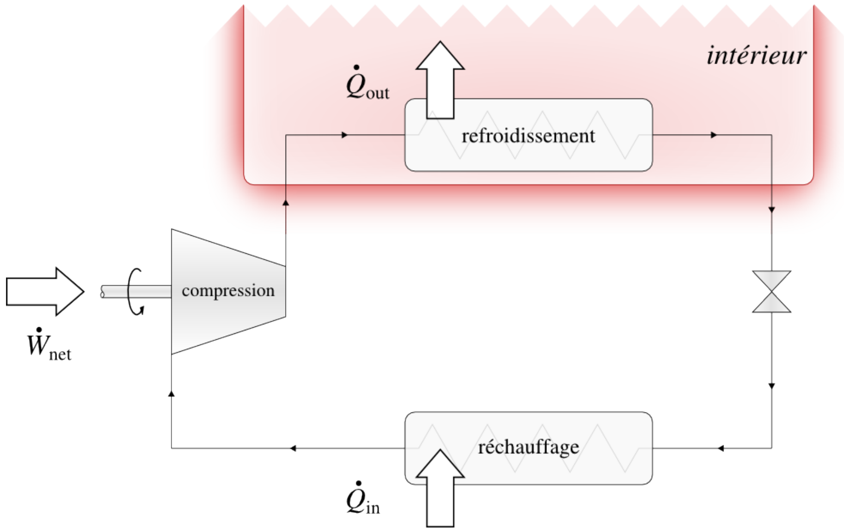


FIGURE 6.8 – Agencement d'une pompe à chaleur. La machine est positionnée de sorte à refouler à l'intérieur (où la température est plus haute) la chaleur prélevée à l'extérieur (où la température est plus basse).

Schéma CC-0 o.c.

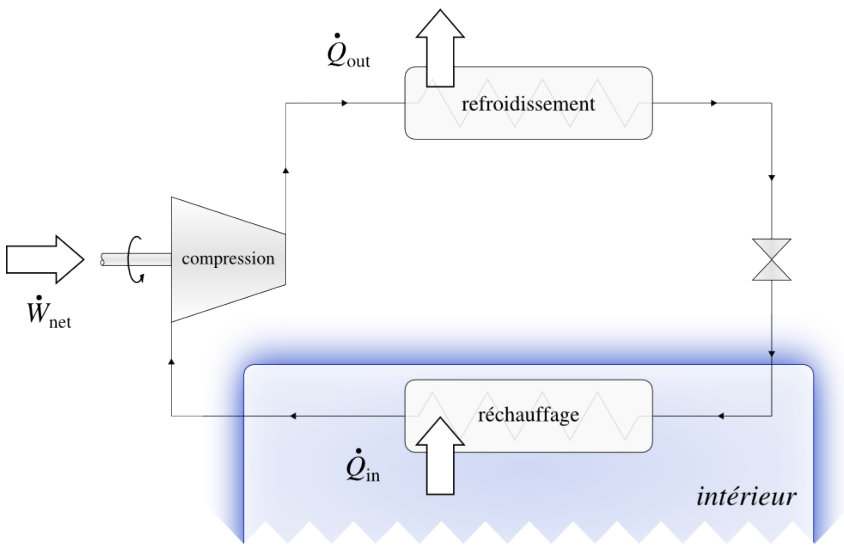


FIGURE 6.9 – Agencement d'un réfrigérateur ou d'un climatiseur. La machine est positionnée de sorte à refouler à l'extérieur (où la température est plus haute) la chaleur prélevée à l'intérieur (où la température est plus basse). Il s'agit exactement de la même machine qu'en figure 6.8.

Schéma CC-0 o.c.

Dans ces deux types d'application, il s'agit exactement de la même machine, fonctionnant avec le même cycle. La seule différence concerne l'agencement intérieur/extérieur des composants : une pompe à chaleur n'est ni plus ni moins qu'un réfrigérateur positionné de sorte qu'il « refroidisse l'extérieur ».

La similarité entre climatiseur et pompe à chaleur permet d'effectuer ces deux fonctions avec une seule même machine, que l'on dit alors *inversable* – ou parfois *réversible*, à tort comme nous le verrons au chapitre 7 (*le second principe*). En fonction des besoins, le sens de circulation du fluide est inversé, ce qui provoque l'inversion des transferts de chaleur. Ce type de machine est représenté en figure 6.10.

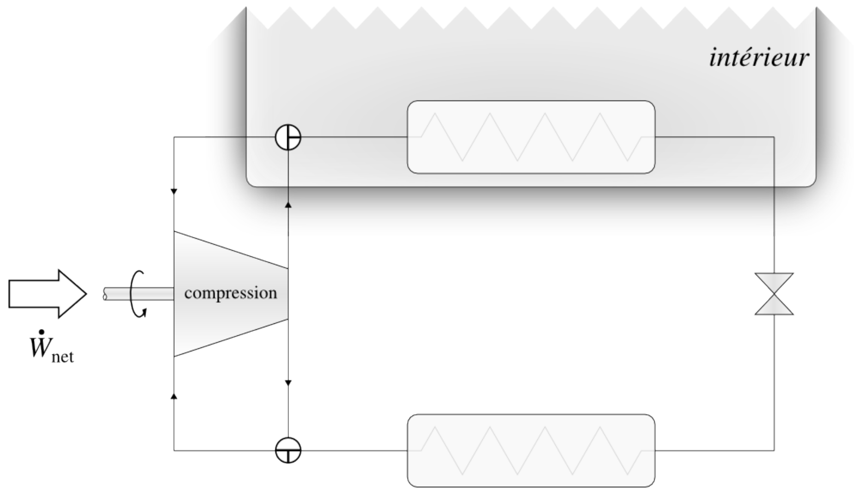


FIGURE 6.10 – Agencement d'un climatiseur inversable. En pivotant des deux vannes de 90° dans le sens anti-horaire, on change la fonction depuis une pompe à chaleur vers un climatiseur.

Schéma CC-0 o.c.

6.3 Rendement des cycles

Le *rendement*[1] ou l'*efficacité* η d'une machine thermique compare le transfert ou la transformation utile qu'elle effectue avec le coût énergétique qu'elle engendre. Nous retiendrons la définition de principe suivante :

$$\eta \equiv \left| \frac{\text{transfert utile}}{\text{dépense énergétique}} \right| \tag{6/3}$$

Par convention le rendement est toujours exprimé sous la forme d'un nombre positif ; ainsi nous utilisons une valeur absolue dans l'équation 6/3. Pour chacun des

1. Dans le présent ouvrage, nous utilisons indistinctement les termes *efficacité* et *rendement*. Toutefois, certains auteurs font une distinction entre l'efficacité η définie en 6/3 et un rendement $R \equiv \frac{\eta_{\text{réele}}}{\eta_{\text{théorique}}}$ comparant l'efficacité atteinte en pratique avec l'efficacité maximale atteignable par la machine. Il faut alors soigneusement défnir les hypothèses associées au calcul de l'efficacité maximale.

trois types de machines thermiques, nous allons définir et quantifier ce « transfert utile » et cette « dépense énergétique ».

6.3.1 Rendement d'un moteur

La fonction d'un moteur thermique, comme ceux que l'on trouve à bord des automobiles ou dans les centrales électriques, est de produire du travail, c'est-à-dire une quantité $\dot{W}_{net}$ négative (figure 6.11). La dépense engendrée pour générer ce travail est la chaleur qu'il reçoit, c'est-à-dire la quantité $\dot{Q}_{in}$ (provenant usuellement de la combustion de carburant ou de la fission de noyaux atomiques).

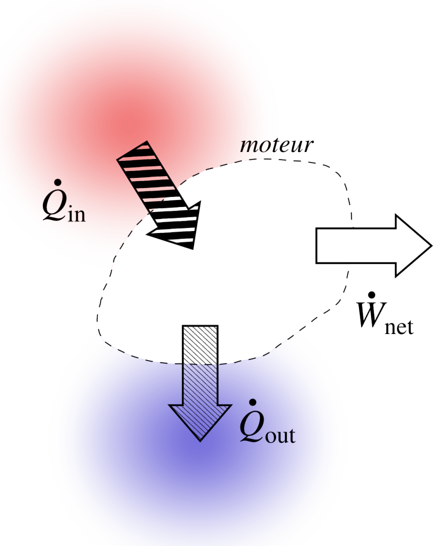


FIGURE 6.11 – Transferts énergétiques associés à un moteur. On souhaite obtenir un grand transfert $\dot{W}_{net}$ (résultat) à partir du transfert $\dot{Q}_{in}$ (coût). Le rejet $\dot{Q}_{out}$ est indésirable.

Schéma CC-0 o.c.

D'après la définition 6/3 le rendement η_{moteur} du moteur thermique est donc :

$$\eta_{moteur} \equiv \left| \frac{\dot{W}_{net}}{\dot{Q}_{in}} \right| \tag{6/4}$$

Exemple 6.1

Un moteur automobile reçoit une puissance de 100 kW sous forme de chaleur issue de la combustion d'essence ; il fournit 55 kW sous forme de travail à l'arbre de transmission. Quel est son rendement ?

Le rendement est de $\eta_{moteur} = \left| \frac{\dot{W}_{net}}{\dot{Q}_{in}} \right| = \left| \frac{-55 \cdot 10^3}{+100 \cdot 10^3} \right| = 0{,}55 = 55\,\%$.

☞ Ce moteur effectue un rejet $\dot{Q}_{out} = -\dot{W}_{net} - \dot{Q}_{in} = -(-55 \cdot 10^3) - 100 \cdot 10^3 = -45$ kW. Cette chaleur est en majeure partie évacuée par le pot d'échappement.

☞ On se doute bien qu'il faudra toujours fournir au moins autant de chaleur $\dot{Q}_{in}$ que le moteur ne fournit de travail $\dot{W}_{net}$; le rendement d'un moteur sera donc toujours nécessairement inférieur à 1.

La puissance nette $\dot{W}_{net}$ sous forme de travail peut être exprimée en fonction des autres transferts énergétiques, et ainsi :

$$\dot{W}_{net} = \dot{W}_{in} + \dot{W}_{out} = -\dot{Q}_{in} - \dot{Q}_{out}$$
$$\eta_{moteur} = 1 - \left|\frac{\dot{Q}_{out}}{\dot{Q}_{in}}\right| \qquad (6/5)$$

Cette équation 6/5 nous sera fort utile au chapitre prochain (§7.5.1 p.202), où nous voudrons lier les transferts de chaleur $\dot{Q}_{in}$ et $\dot{Q}_{out}$ aux températures auxquelles ils sont effectués.

6.3.2 Rendement d'un réfrigérateur ou d'un climatiseur

La fonction d'un réfrigérateur ou d'un climatiseur est d'extraire de la chaleur, c'est-à-dire de générer une puissance $\dot{Q}_{in}$ (chaleur extraite chaque seconde du compartiment à refroidir) de signe positif. Ce transfert (figure 6.12) est rendu possible par l'apport au réfrigérateur d'un travail, $\dot{W}_{net}$, une « dépense » nécessairement positive.

D'après la définition 6/3 le rendement (dit aussi parfois *coefficient of performance*, ou COP$_{réfrigération}$) d'un réfrigérateur ou d'un climatiseur est donc :

$$\eta_{réfrigérateur} = \eta_{climatiseur} \equiv \left|\frac{\dot{Q}_{in}}{\dot{W}_{net}}\right| \qquad (6/6)$$

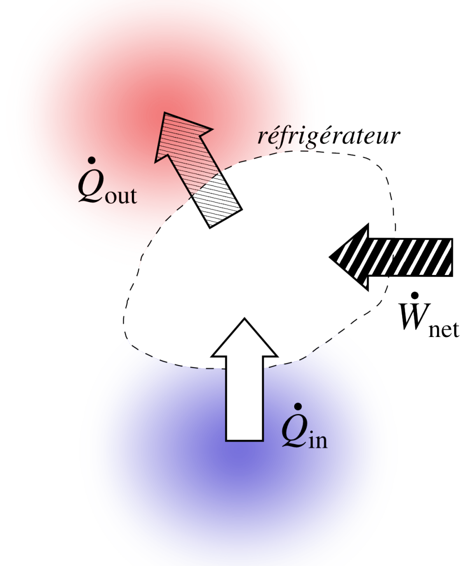


FIGURE 6.12 – Transferts énergétiques associés à un réfrigérateur ou à un climatiseur. On souhaite obtenir un grand transfert $\dot{Q}_{in}$ (résultat) à partir du transfert $\dot{W}_{net}$ (coût).

Exemple 6.2

Un réfrigérateur consomme une puissance électrique de 100 W ; il extrait de la chaleur de la chambre froide avec une puissance de 120 W. Quel est son rendement ?

Le rendement est de $\eta_{\text{réfrigérateur}} = \left|\frac{\dot{Q}_{\text{in}}}{\dot{W}_{\text{net}}}\right| = \left|\frac{+120}{+100}\right| = 1{,}2 = 120\,\%$.

☞ Ce réfrigérateur effectue un rejet $\dot{Q}_{\text{out}} = -\dot{W}_{\text{net}} - \dot{Q}_{\text{in}} = -100 - 120 = -220\,\text{W}$ à l'extérieur de la chambre froide (usuellement, dans l'habitation elle-même).

☞ Les réfrigérateurs et climatiseurs domestiques ont souvent un rendement supérieur à 1 mais en fonction des températures demandées, le rendement peut tout à fait y être inférieur.

En prenant garde aux pièges algébriques associés à l'utilisation de valeurs absolues, pour préparer le chapitre prochain (§7.5.2 p.204) nous pouvons exprimer ce rendement en fonction des transferts de chaleur uniquement :

$$\eta_{\text{réfrigérateur}} = \eta_{\text{climatiseur}} = \frac{1}{\left|\frac{\dot{Q}_{\text{out}}}{\dot{Q}_{\text{in}}}\right| - 1} \tag{6/7}$$

6.3.3 Rendement d'une pompe à chaleur

Une pompe à chaleur fonctionne exactement de la même manière qu'un climatiseur. Sa fonction est de générer un transfert $\dot{Q}_{\text{out}}$ vers la section « chaude » (usuellement l'intérieur d'une habitation). Ce transfert, représenté en figure 6.13, est rendu possible par l'apport à la thermopompe de $\dot{W}_{\text{net}}$, une « dépense » nécessairement positive.

Le rendement $\eta_{\text{thermopompe}}$ (dit aussi COP$_{\text{thermopompe}}$) de la thermopompe est donc défini par :

$$\eta_{\text{thermopompe}} \equiv \left|\frac{\dot{Q}_{\text{out}}}{\dot{W}_{\text{net}}}\right| \tag{6/8}$$

Exemple 6.3

Une pompe à chaleur consomme une puissance électrique de 100 W ; elle chauffe l'intérieur d'une pièce avec une puissance de 350 W. Quel est son rendement ?

Le rendement est de $\eta_{\text{thermopompe}} = \left|\frac{\dot{Q}_{\text{out}}}{\dot{W}_{\text{net}}}\right| = \left|\frac{-350}{+100}\right| = 3{,}5$.

☞ La pompe à chaleur rejette plus de chaleur qu'elle ne consomme de travail – c'est tout son intérêt. Si le COP était égal ou inférieur à 1, il serait plus économique et bien plus simple d'utiliser un radiateur électrique.

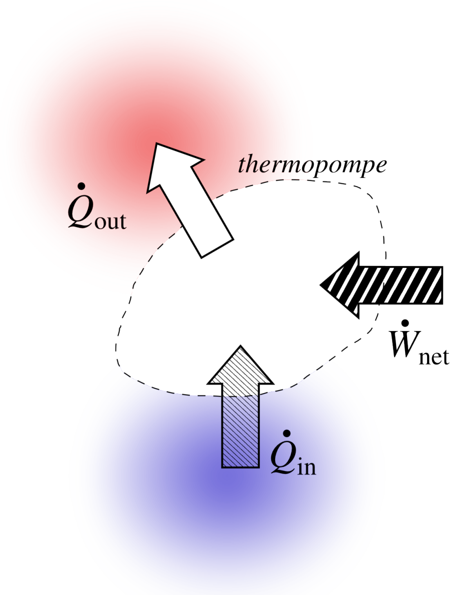


FIGURE 6.13 – Transferts énergétiques associés à une pompe à chaleur. On souhaite obtenir un grand transfert $\dot{Q}_{out}$ (résultat) à partir du transfert $\dot{W}_{net}$ (coût).

Schéma CC-0 o.c.

De la même façon que pour les sections précédentes, on peut exprimer ce rendement en fonction des débits de chaleur uniquement :

$$\eta_{thermopompe} = \frac{1}{1 - \left|\frac{\dot{Q}_{in}}{\dot{Q}_{out}}\right|} \qquad (6/9)$$

6.3.4 De la faible performance des machines

« L'on a souvent agité la question de savoir si la puissance motrice de la chaleur est limitée, ou si elle est sans bornes ; si les perfectionnements possibles des machines à feu ont un terme assignable, terme que la nature des choses empêche de dépasser par quelque moyen que ce soit, ou si au contraire ces perfectionnemens sont susceptibles d'une extension indéfinie… »

Sadi Carnot, 1824 [4]

Dans tous les cas que nous avons étudiés plus haut, pour chaque cycle, nous avons inclus un transfert indésirable. Dans le cycle moteur, une partie de l'énergie est gâchée sous forme de rejet de chaleur ($\dot{Q}_{out}$). Dans les cycles de réfrigération, on doit apporter du travail ($\dot{W}_{in}$) pour effectuer un transfert de chaleur qui *a priori* aurait pu sembler « gratuit » ($\dot{Q}_{out}$ étant alors égal à $\dot{Q}_{in}$).

L'étudiant/e en ingénierie s'indignera certainement de la place qu'occupent ces pertes dans ce chapitre – et des timides rendements atteints par les machines décrites en exemple. Pourquoi les rendements calculés dans les exemples et dans les exercices qui suivent sont-ils si faibles, et surtout, comment concevoir des cycles de plus grande efficacité ? Nous aurons soin et à cœur de répondre à ces questions au chapitre 7 (*le second principe*).

6.4 Un peu d'histoire : le nombre de temps moteur

Historiquement, nous avons appris à transformer de la chaleur en travail en manipulant des quantités fixes de fluide emprisonné dans des enclaves. Ces enclaves ont toujours été de géométrie cylindrique, ce qui facilite grandement la fabrication des pistons qui exploitent les variations de volume du fluide pour en extraire du travail.

Lorsque le fluide est de l'eau, l'apport de chaleur se fait dans une chaudière et la vapeur est *ensuite* transférée dans le ou les cylindres pour y être détendue (§9.4). À la fin du XIXe siècle toutefois, on commence à utiliser de l'air, un fluide à l'intérieur duquel on peut directement créer la chaleur par combustion. Le processus complexe consistant jusqu'alors à effectuer une combustion séparée pour chauffer une chaudière métallique qui elle-même chauffe enfin l'eau du moteur est éliminé avec toutes les pertes de chaleur et de température qu'il engendre. C'est la naissance du moteur *à combustion interne*, dont le développement sera notamment porté par les ingénieurs allemands Nikolaus Otto et Rudolf Diesel (§10.3). On réalise désormais la combustion et la détente au même endroit, directement dans le cylindre.

Cependant, pour effectuer une combustion interne, il faut résoudre un nouveau problème : comme l'oxygène de l'air est utilisé pendant la combustion, celle-ci ne peut être effectuée qu'une seule fois. Après chaque combustion, il est donc indispensable de rejeter hors du cylindre les produits de réaction (CO_2 et H_2O essentiellement) et d'y ré-insérer de l'air « frais » contenant l'oxygène O_2 nécessaire à la rupture des molécules d'hydrocarbures C_xH_y produisant la chaleur. Deux solutions différentes sont alors adoptées.

La méthode la plus courante est de consacrer un mouvement de piston à chaque étape : le premier pour la compression, le second pour la détente (après ou pendant la combustion), le troisième pour rejeter les gaz brûlés (échappement), et le dernier pour admettre de l'air frais (aspiration). Les moteurs suivant ce procédé sont dits *à quatre temps* (figure 6.14), et ils ont toujours été les plus utilisés.

La seconde méthode ne manquera pas de surprendre les puristes : il s'agit d'effectuer ces quatre opérations en *deux temps* seulement. Dans ces moteurs, une partie de l'expansion des gaz est consacrée à leur échappement, qui est effectué simultanément à l'admission d'air (figures 6.15 et 6.16). Assurément, aucune des quatre étapes ne peut être effectuée de façon optimale : les phases de compression et détente ne sont effectuées que sur une partie du débattement, et la vidange est nécessairement incomplète à cause du mélange des gaz frais et usagés. Par contre, les combustions sont deux fois plus fréquentes, puisqu'on se dispense des temps d'admission et d'échappement pendant lesquels aucune opération thermodynamique n'a lieu. Ainsi, à cylindrée et vitesse de rotation égales, les moteurs à deux temps sont beaucoup plus puissants que leurs homologues à quatre temps, même s'ils sont aussi nettement moins efficaces.

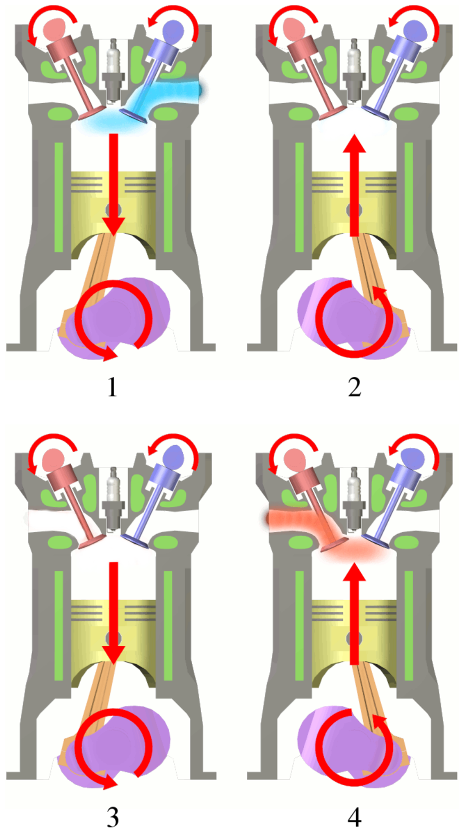


FIGURE 6.14 – Les quatre étapes d'un moteur à quatre temps. Le piston descend pour admettre de l'air frais arrivant de la droite (*admission*, 1) ; il monte ensuite pour augmenter la température de l'air (*compression*, 2) ; la production de travail utile a lieu pendant une descente (*détente*, 3) ; enfin l'air est rejeté à l'extérieur lors d'un quatrième et dernier mouvement (*échappement*), 4) avant de recommencer le cycle. La plupart des moteurs à pistons-cylindres actuels suivent ce procédé.

schémas 1 2 3 4 *par Eric Pierce*

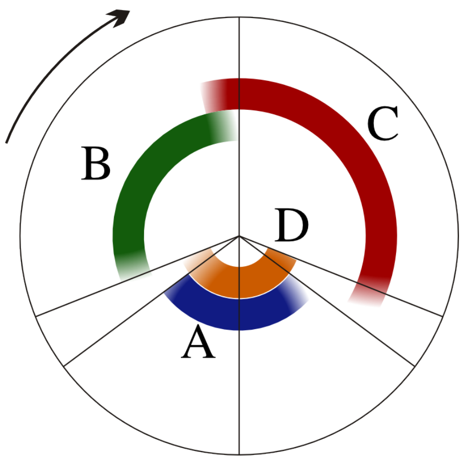


FIGURE 6.15 – Cycle d'un moteur deux-temps. Les quatre étapes nécessaires au fonctionnement sont effectuées sur une seule révolution de vilebrequin, soit deux mouvements de piston. L'admission (A) se fait pendant le passage au point mort bas, la compression (B) débute tard et la détente (C) est interrompue pour permettre la vidange (D) lorsque le piston se rapproche à nouveau du point mort bas.

schéma dérivé d'un schéma *par l'utilisateur·rice Commons A7N8X*

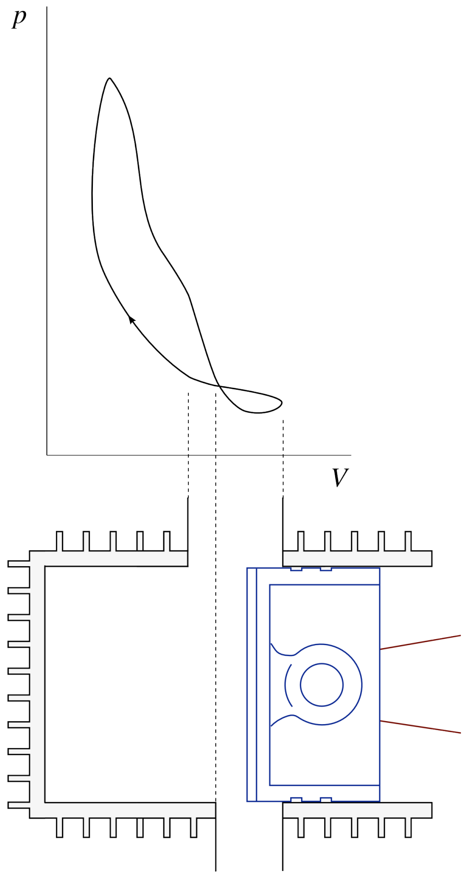


Figure 6.16 – Diagramme pression-volume schématique du cylindre d'un moteur deux-temps à admission carter. Il est laissé à l'étudiant/e le loisir de retrouver laquelle des deux lumières (haute ou basse) correspond à l'admission et à l'échappement dans le cylindre.

Schéma CC-BY-SA *par l'utilisateur·rice Commons Terraflorin & Olivier Cleynen*

Le développement du moteur à deux temps est conjoint à celui du moteur quatre-temps, mais son développement connaîtra son plus grand essor après la seconde guerre mondiale. Le perfectionnement par l'ingénieur allemand Walter Kaaden d'un ingénieux système d'échappement, dont la seule géométrie augmente le débit d'air s'échappant pendant les détentes et le réduit lors des compressions, rend alors le moteur très compétitif sur les motos de course ; ce *pot de détente accordé* (figure 6.17) sera adopté sur de nombreux modèles de production.

En parallèle, les idées formulées par l'entrepreneur anglais Joseph Day à la fin du XIXe siècle sur le mécanisme contrôlant l'admission se diffusent très largement. Avec son astucieuse *admission par carter*, c'est le piston lui-même qui sert de valve (figure 6.18). L'air d'admission passe tout d'abord par le carter où tourne le vilebrequin, puis il est légèrement comprimé par le mouvement du piston pendant la détente avant de pouvoir entrer dans le cylindre. Le moteur fonctionne ainsi sans aucune soupape mobile ; la lubrification peut même être assurée simplement par injection d'huile directement dans l'air d'admission.

Avec ces deux atouts, le moteur trouve son application partout où les contraintes de poids, de volume, de coût d'acquisition et de maintenance priment sur l'efficacité.

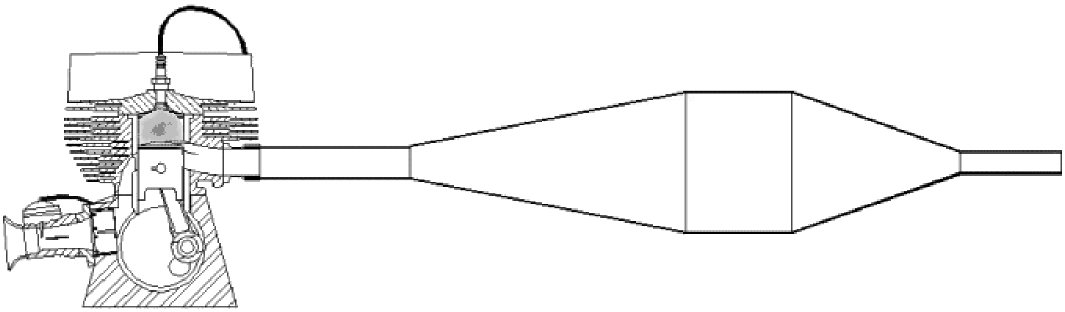


Figure 6.17 – Pot de détente accordé (parfois dit « harmonique ») monté sur un moteur deux-temps. Comme l'écoulement est instationnaire, il est possible de jouer sur la pression qu'exercent les quantités fixes de gaz rejetés sur la lumière d'échappement lorsqu'ils traversent le pot. La traversée de la partie expansive réduit la pression (et facilite donc la vidange pendant la descente du piston), tandis que le passage dans le rétrécissement, au contraire, augmente cette pression (et réduit donc les pertes de gaz pendant la remontée du piston).

Schéma CC-BY-SA *par Achim Agster*

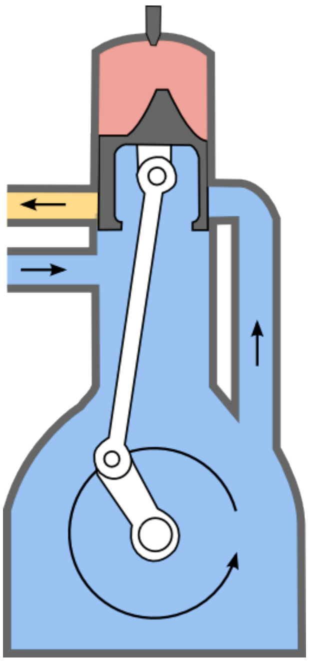


Figure 6.18 – Système d'admission par carter. L'air d'admission, chargé de carburant destiné à la combustion et d'huile destinée à lubrifier les pièces mécaniques, pénètre d'abord dans le carter du vilebrequin. Il est comprimé puis inséré dans le cylindre avec le seul mouvement descendant du piston. Il n'y a besoin d'aucune valve ou soupape.

Schéma domaine public par l'utilisateur·rice Commons Tomeq183

Après avoir propulsé trois millions de *Trabant* en Allemagne de l'Est, il a été adopté sur la quasi-totalité des outils portatifs extérieurs (tronçonneuses, tondeuses, etc.). Le moteur se miniaturise sans difficulté, laisse de la place pour les jambes à bord d'un scooter, permet aux motoneiges de démarrer facilement, bref, jusqu'aux années 90 rien – pas même les associations de voisinage ! – ne semblait pouvoir freiner sa progression.

Au début du XXIe siècle, il faut pourtant renoncer à ces attraits. On peut de guerre lasse accepter le son irritant dégagé par le moteur à deux temps, mais ses émissions polluantes sont effarantes. La lubrification par injection d'huile dans l'air d'admission provoque le rejet atmosphérique de fumées, odeurs et particules nocives. En outre, la vidange toujours très incomplète du cylindre limite fortement l'efficacité de la combustion et le rendement thermique. Le durcissement des réglementations contrôlant les émissions force ainsi progressivement le remplacement de ces moteurs par d'autres à quatre temps ou par des systèmes électriques – dont les batteries sont bien souvent chargées avec de l'énergie provenant de centrales électriques… à vapeur. On voit que des décisions technologiques a priori mineures ont parfois des conséquences à l'échelle planétaire !

6.5 Exercices

Les propriétés de l'eau sont toutes tabulées dans les abaques n°1, 2 et 3.

L'air est modélisé comme un gaz parfait.

$c_{v(\text{air})} = 718\,\text{J}\,\text{kg}^{-1}\,\text{K}^{-1}$ $R_{\text{air}} = 287\,\text{J}\,\text{kg}^{-1}\,\text{K}^{-1}$

$c_{p(\text{air})} = 1\,005\,\text{J}\,\text{kg}^{-1}\,\text{K}^{-1}$ $\gamma_{\text{air}} = 1{,}4$

Nous admettons que pour une évolution adiabatique réversible (sans apport de chaleur et infiniment lente) les propriétés de l'air suivent les trois relations suivantes :

$$\left(\frac{T_1}{T_2}\right) = \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^{\gamma-1} \tag{4/36}$$

$$\left(\frac{T_1}{T_2}\right) = \left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \tag{4/37}$$

$$\left(\frac{p_1}{p_2}\right) = \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^{\gamma} \tag{4/38}$$

E 6.1 Efficacité d'un moteur

Le moteur Diesel d'une excavatrice a une efficacité de 40 % et développe une puissance continue de 60 kW (c'est-à-dire environ 80 ch). Il est alimenté par du carburant de capacité calorifique 35 MJ kg^{-1}.

1. Quelle est la consommation horaire de carburant de la machine ?
2. Quelle est la puissance qu'elle rejette sous forme de chaleur dans le conduit d'échappement ?

E 6.2 Efficacité d'un réfrigérateur

Un réfrigérateur dont le COP est de 1,2 doit extraire 100 kJ d'un aliment placé dans la chambre froide. Combien d'énergie électrique doit-il consommer pour cela ? Quelle quantité de chaleur aura-t-il rejetée à la fin du refroidissement ?

E 6.3 Efficacité d'une pompe à chaleur

Une pompe à chaleur dont le COP est de 3,1 fournit une puissance de 4 000 W à une habitation. Quelle est la puissance électrique consommée ? Quelle est la puissance absorbée à l'atmosphère ?

E 6.4 Thermodynamique de soirée

Un groupe d'étudiants assoiffés par un cours de thermodynamique interminable prépare le week-end en plaçant au réfrigérateur dix packs de six bouteilles contenant une boisson à base d'eau minérale (figure 6.19).

Une expérience effectuée sur une bouteille montre qu'elle est constituée de 172 g de verre de capacité calorifique massique 0,75 kJ kg^{-1} K^{-1}, et qu'elle contient 25 cL de liquide de capacité 4,2 kJ kg^{-1} K^{-1}.

Lorsqu'ils sont placés au réfrigérateur, les packs sont à température ambiante (19 °C). Quatre heures plus tard, ils ont atteint la température de 5 °C.



FIGURE 6.19 – Pack de six bouteilles d'un liquide utilisé pour noyer l'exaspération propre à l'étude de la thermodynamique.

Le réfrigérateur a un rendement de 95 %. Les parois du réfrigérateur, imparfaitement isolées, absorbent de la chaleur de la pièce avec une puissance de 10 W.

1. Quelle quantité d'énergie électrique le réfrigérateur a-t-il consommée pendant ces quatre heures ?

L'opérateur du réseau électrique local applique un tarif de 0,15 €/(kW h).

2. Quel est le coût financier du refroidissement effectué ?
3. La pièce dans laquelle le réfrigérateur est entreposé s'est-t-elle refroidie ou réchauffée ?
4. La pièce se refroidira-t-elle si la porte du réfrigérateur est laissée ouverte ?

E 6.5 Fonctionnement d'une pompe à chaleur

Décrivez le cycle thermodynamique suivi par le fluide à l'intérieur d'une pompe à chaleur, en indiquant le sens des flux de chaleur et l'emplacement (intérieur/extérieur) des différents composants.

Pourquoi laisse-t-on le fluide se détendre dans une soupape, au lieu d'utiliser une turbine qui pourrait fournir du travail ?

On peut aussi s'exercer en s'intéressant aux cycles et configurations d'un climatiseur, d'un réfrigérateur ou d'un moteur : quelle partie est réchauffée et à quelle température ?

E 6.6 Algèbre

Montrez, à partir de la définition du rendement du climatiseur, que celui-ci peut s'exprimer selon la relation :

$$\eta_{\text{climatiseur}} = \frac{1}{\left|\frac{\dot{Q}_{\text{out}}}{\dot{Q}_{\text{in}}}\right| - 1} \tag{6/7}$$

Cette démonstration nous sera utile au chapitre prochain (§7.5). On peut aussi s'exercer en s'attaquant de la même manière aux équations 6/5 p.163 et 6/9 p.165. Attention aux valeurs absolues !

E 6.7 Refroidissement d'une soufflerie

La soufflerie cryogénique ETW (pour *European Transonic Windtunnel*, figure 6.20) permet la circulation d'azote dans un circuit fermé pour observer les écoulements autour de maquettes. Elle permet d'atteindre Mach 0,8 à 4 bar et −200 °C, à l'aide d'une soufflante de 50 MW.

Les parois de la soufflerie sont fortement isolées, de sorte que ses transferts thermiques avec l'extérieur sont négligeables comparés aux autres transferts énergétiques. Le système de refroidissement de l'azote a un COP de 0,8.

Lorsque la soufflerie fonctionne à plein régime, quelle puissance mécanique est consommée par le système de refroidissement ? Quelle puissance est rejetée sous forme de chaleur dans l'atmosphère ?

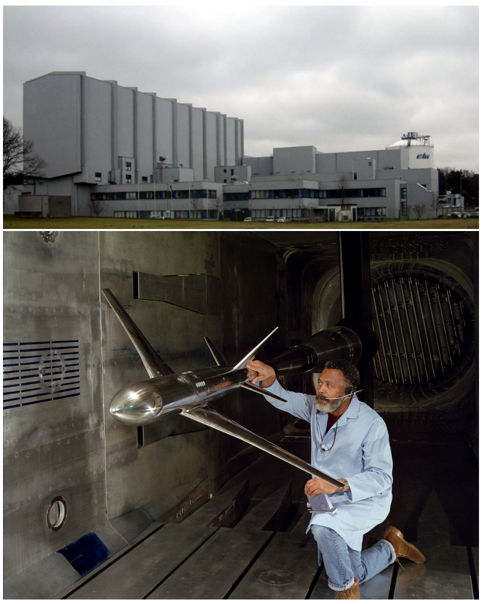


FIGURE 6.20 – Bâtiments de l'ETW (*European Transonic Windtunnel*) à Köln et veine d'essais de la *National Transonic Facility* de la NASA, de taille et capacités similaires.

E 6.8 Génératrice d'électricité à turbine

Un turbomoteur est mis en place pour faire fonctionner une génératrice de courant électrique (figure 6.21) ; il fonctionne avec un débit de 0,5 kg s^{-1} d'air atmosphérique.

- L'air pénètre dans la machine à 20 °C et 1 bar ; il est comprimé (A → B) jusqu'à 30 bar dans le compresseur.
- L'air reçoit ensuite de la chaleur par combustion, à pression constante (B → C), jusqu'à ce que sa température atteigne 1 000 °C.
- L'air est enfin détendu dans une turbine (C → D) jusqu'à retrouver la pression atmosphérique et être rejeté à l'extérieur.

Le compresseur est alimenté mécaniquement par la turbine et l'arbre qui les relie entraîne également la génératrice de courant.

Pour étudier le rendement maximal qui pourrait être atteint par la machine, nous considérons que le compresseur et la turbine sont adiabatiques réversibles (c'est-à-dire que la compression et la détente se font de façon très lente et sans transfert de chaleur).

1. Tracez le chemin suivi par l'air pendant un cycle sur un diagramme pression-volume, de façon qualitative (c'est-à-dire sans représenter les valeurs numériques).
2. À quelle température l'air sort-il du compresseur ?
3. Quelle est la puissance du compresseur ?
4. À quelle température l'air est-il rejeté dans l'atmosphère ? Quelle puissance est rejetée sous forme de chaleur dans l'atmosphère ?
5. Quelle est l'efficacité de la machine ?
6. Comment les quatre transferts énergétiques de cette machine théorique se comparent-ils à ceux d'une machine réelle, dans laquelle le compresseur et la turbine ne peuvent pas être réversibles ?

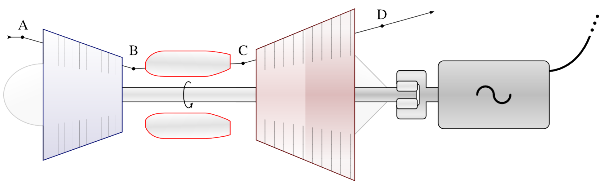


FIGURE 6.21 – Une turbomachine statique, nommée *turbomoteur*, alimentant une génératrice électrique. On tente généralement de détendre le gaz (dans la turbine, entre C et D) jusqu'à pression atmosphérique.

E 6.9 Cycle d'un moteur à vapeur

Dans une centrale à vapeur, l'eau circule en continu en traversant quatre composants :

- Une pompe quasi-adiabatique dans laquelle elle rentre à l'état de liquide saturé et qui porte sa pression depuis 0,5 bar jusqu'à 40 bar ;
- Une chaudière dans laquelle sa température est portée à 650 °C, à pression constante ;
- Une turbine quasi-adiabatique qui laisse l'eau retourner jusqu'à 0,5 bar en perdant de l'énergie sous forme de travail ;
- Un condenseur qui refroidit l'eau à pression constante (0,5 bar) jusqu'à son retour dans la pompe.

Nous acceptons les hypothèses suivantes :

- À la sortie de la turbine, la vapeur est [1] à température de 110 °C.
- La compression dans la pompe est réversible, et la masse volumique de l'eau ne varie pas lorsqu'elle la traverse.

1. Tracez le cycle suivi par l'eau sur un diagramme pression-volume et sur un diagramme température-volume, de façon qualitative.
2. Quelle est l'efficacité du moteur ?
3. Que se passerait-il si, pour éliminer les rejets de chaleur, on supprimait le condenseur, en connectant l'entrée de la pompe directement sur la sortie de la turbine ?

E 6.10 Réfrigération industrielle

Une chaîne de supermarchés fait appel à votre expertise pour évaluer la rentabilité d'un ambitieux projet de renouvellement d'une flotte de réfrigérateurs.

Tous les supermarchés de l'entreprise utilisent le même modèle de réfrigérateur. Son efficacité est de 100 %.

Vous vous déplacez jusqu'à un supermarché représentatif, ce qui vous permet d'effectuer des mesures et de quantifier les transferts thermiques du bâtiment. Vous mettez en évidence que :

- La puissance absorbée sous forme de chaleur par la chambre froide des réfrigérateurs, moyennée sur l'année, est de 80 kW.
- L'hiver, le bâtiment perd de la chaleur avec une puissance moyenne de 400 kW. Il est réchauffé avec une batterie de pompes à chaleur de COP 4.
- L'été, le bâtiment absorbe de la chaleur avec une puissance moyenne de 160 kW. Il est refroidi avec une batterie de climatiseurs de COP 0,9.
- Pendant l'automne et le printemps, les besoins en chauffage/refroidissement sont quasi-nuls.

L'entreprise envisage de remplacer toute sa flotte de réfrigérateurs avec un modèle d'efficacité 220 %, ce qui demande un investissement important. Elle compte 100 supermarchés au total, et paie l'électricité 0,15 € par kW h en moyenne.

Quelle serait l'économie financière annuelle générée par le changement de modèle de réfrigérateur ?

E 6.11 Fonctionnement d'un climatiseur

Un climatiseur fonctionne selon le circuit schématisé en figure 6.22. Le fluide utilisé dans le circuit est de l'air [2].

L'air à l'intérieur du circuit y tourne de façon continue. Le compresseur et la turbine sont tous les deux adiabatiques et nous considérons qu'ils sont réversibles. Les transferts de chaleur se font à pression constante.

Lorsqu'on met en route le climatiseur, la température extérieure et la température intérieure sont égales à 30 °C.

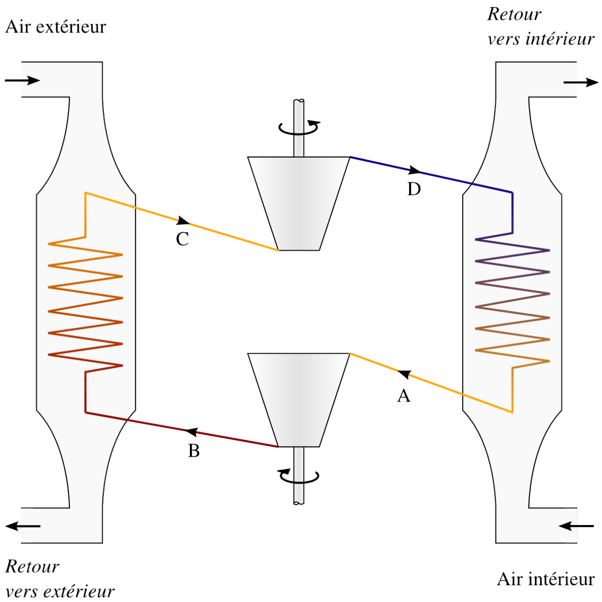


FIGURE 6.22 – Schéma de principe d'un climatiseur. L'air du circuit du climatiseur tourne en continu (A → B → C → D → A), sans jamais quitter la machine.

1. Après le chapitre 8 (*l'entropie*) nous saurons prédire cette température de sortie.

2. On utilise souvent, en pratique, des fluides qui se liquéfient et s'évaporent dans la machine ; mais le principe de fonctionnement reste le même.

Les températures de l'air à l'intérieur du circuit sont $T_A = 20\,°C$, $T_B = 60\,°C$, et $T_C = 40\,°C$.

1. Représentez l'évolution sur un diagramme pression-volume, de façon qualitative et en y représentant les transferts de travail et de chaleur.
2. Quel est le rapport des pressions entre A et B ?
3. Quelle est la température de l'air du circuit en D ?
4. Calculez les puissances spécifiques pour chacun des quatre transferts énergétiques, et calculez ainsi l'efficacité du climatiseur.
5. Le/la propriétaire souhaite obtenir un flux d'air frais à 12 °C de débit $0{,}25\,m^3\,s^{-1}$. Quelle puissance électrique faut-il fournir au climatiseur pour cela ?
6. Quel sera alors le débit minimal d'air extérieur à faire circuler dans la section extérieure du climatiseur ?
7. Pendant l'hiver, le/la propriétaire souhaite modifier le climatiseur pour le transformer en pompe à chaleur. Décrivez (de façon qualitative) une modification du circuit pour cela, et tracez l'évolution de l'air du circuit sur un nouveau diagramme pression-volume en y indiquant les transferts énergétiques.

E 6.12 Pack de conditionnement

Un « pack » de conditionnement d'air est une machine thermodynamique utilisée dans les avions de transport pour pressuriser le fuselage et pour maintenir la température dans le cockpit, la cabine et les soutes à un niveau confortable quelles que soient les conditions extérieures.

Les packs (souvent appelés ECS ou ACM, pour *Environment Control System* et *Air Cycle Machine*) sont souvent placés autour du caisson de voilure dans la zone non-pressurisée des avions de ligne (figure 6.27). Une particularité intéressante de leur fonctionnement est que c'est l'air du circuit thermodynamique lui-même qui est inséré dans la cabine à destination des passagers.

Nous étudions ici les fonctions de chauffage et de climatisation d'un pack : pour cela, nous simplifions la modélisation de son fonctionnement.

L'air destiné à la cabine commence son chemin à l'entrée des moteurs à turbine de l'avion [1]. Dans le compresseur d'un de ces moteurs, sa pression est multipliée par 5 pendant une évolution approximativement adiabatique et réversible ; puis il est conduit jusqu'au pack.

En entrant dans le pack, cet air passe par un échangeur de chaleur où il perd de la chaleur (figure 6.24). Cette chaleur est prélevée par un flux d'air distinct, dit RAM : c'est de l'air extérieur aux conditions atmosphériques,

1. Excepté lorsque l'avion, au sol, est connecté à une source d'air conditionné ou pressurisé.

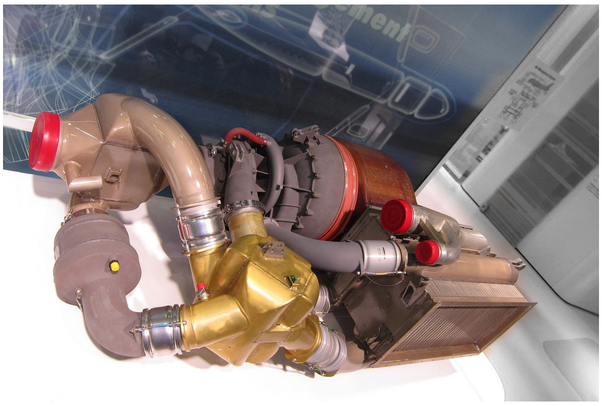


FIGURE 6.23 – Un ECS destiné à un Comac C919, de longueur environ 1,5 m.

Photo CC-BY-SA *Olivier Cleynen*

prélevé et rejeté sous le fuselage. Les circuits d'air cabine et d'air RAM sont à des pressions très différentes et ne sont jamais mélangés.

Après son passage dans l'échangeur de chaleur, l'air du pack peut suivre trois circuits distincts avant d'arriver dans la cabine :

Le circuit A est utilisé par temps froid, lorsque l'on souhaite porter ou maintenir la cabine à une température plus haute que la température extérieure ;

Le circuit B est utilisé par temps modéré, lorsque la cabine doit être portée ou maintenue à température proche de la température extérieure ;

Le circuit C est utilisé par temps chaud, lorsque les besoins en climatisation de la cabine sont importants.

Le pack contrôle automatiquement le débit d'air extérieur (RAM) et sélectionne le circuit à suivre par l'air destiné à la cabine, pour porter sa température jusqu'à

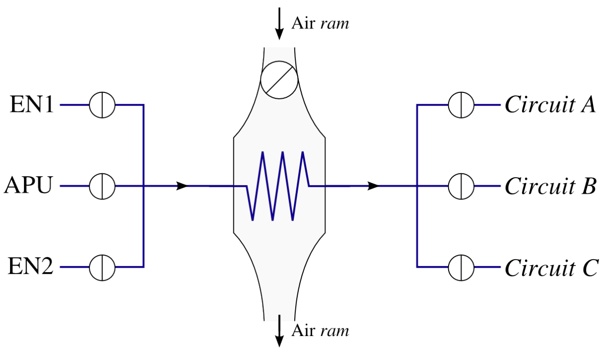


FIGURE 6.24 – Circuit représentant l'air arrivant dans le pack par la gauche, en provenance des moteurs (EN1 et EN2) ou du groupe auxiliaire de puissance (APU). Cet air repart dans un des trois circuits A, B ou C après avoir perdu de la chaleur au profit de l'air RAM.

Schéma CC-0 O.C.

la valeur demandée par l'équipage au poste de pilotage (figure 6.28).

Circuit A : Réchauffage par temps froid

Dans le circuit A, l'air destiné à la cabine est simplement détendu dans une soupape (figure 6.25) avant d'être inséré dans la cabine.

Dans la soupape, la pression chute brutalement et le volume spécifique augmente ; pourtant, aucun travail ou transfert de chaleur n'est effectué. Il s'agit d'une détente dite « de Joule et Gay-Lussac » (*cf.* §4.3.2 p.87). Le processus est entièrement irréversible.

Lorsque l'avion est au sol par conditions climatiques froides (−35 °C, 1 bar) :

1. Quelle est la température *maximale* de l'air que le pack peut insuffler en cabine ?
   (pour cela, nous fermerons entièrement le circuit d'air extérieur RAM).
2. Représentez l'évolution sur un diagramme pression-volume, de façon qualitative.
3. Quel serait le débit minimal d'air extérieur à faire circuler dans le circuit RAM pour amener 0,5 kg/s d'air conditionné à 24 °C dans la cabine ?
4. Tracez l'évolution que subirait alors l'air conditionné sur le diagramme $p - v$ plus haut.

Circuit B : Climatisation cabine par temps modéré

En pratique, il est possible de faire chuter la température de l'air destiné à la cabine avec un débit d'air RAM beaucoup plus faible. Pour cette raison, lorsque les besoins en refroidissement sont importants, l'air destiné à la cabine passe par le circuit B. Il est alors détendu à l'aide d'une turbine jusqu'à la pression cabine (1 bar). Nous considérons que la turbine est idéale (détente adiabatique réversible).

Lorsque les conditions extérieures sont de 20 °C, 1 bar :

5. À quelle température l'air rentrera-t-il dans la cabine si le circuit RAM est fermé ?
6. Quelle énergie sera alors extraite à l'air par la turbine ?
7. Tracez l'évolution suivie par l'air sur un diagramme pression-volume, de façon qualitative.

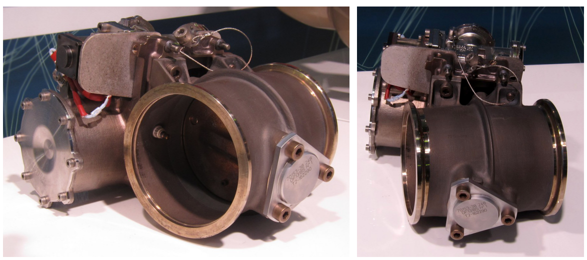


FIGURE 6.25 – Valve de régulation de l'écoulement d'air d'un ECS destiné à un Comac C919.

Photos 1 & 2 CC-0 O.C.

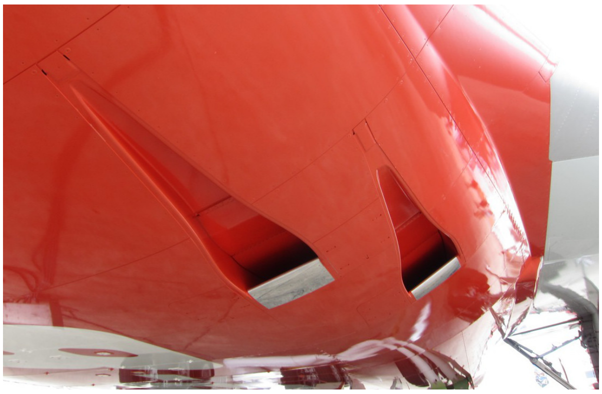


FIGURE 6.26 – Les entrées d'air du circuit RAM au caisson de voilure d'un Boeing 747-8I.

Photo CC-BY-SA *Olivier Cleynen*



FIGURE 6.27 – Pack de conditionnement positionné à l'emplanture d'aile d'un Sukhoi SuperJet S100

Photo CC-BY-SA *A.Katranzhi*

8. À quelle température *minimale* le circuit peut-il porter l'air destiné à la cabine ?
9. Quelle énergie sera alors extraite à l'air par la turbine ?
10. Tracez l'évolution sur le diagramme $p - v$ plus haut.

Circuit C : Climatisation cabine par temps chaud

Lorsque l'appareil évolue au sol par conditions climatiques très chaudes (45 °C, 1 bar) l'air destiné à la cabine passe par le circuit C.

Au passage dans l'échangeur, sa température ne descend que jusqu'à 217 °C.

Il est ensuite comprimé dans un compresseur (adiabatique réversible) jusqu'à 20 bar.

Il passe ensuite de nouveau par un échangeur de chaleur traversé par le circuit d'air RAM.

Enfin, il est détendu dans une turbine[1] (adiabatique réversible) jusqu'à pression atmosphérique, puis insufflé dans la cabine.

11. Représentez le circuit suivi par l'air au travers du pack et schématisez l'évolution sur un diagramme pression-volume.
12. À quelle température doit-on porter l'air dans le second échangeur, avant sa détente, pour obtenir un flux d'air à 5 °C dans la cabine ?
13. Quelle est alors l'énergie sous forme mécanique que le pack reçoit ou fournit pour fonctionner ?

Conclusion

14. Quel est le COP du réchauffage généré avec le circuit A en question 3 ?
15. Quel est le COP de la climatisation effectuée avec le circuit C en question 12 ?

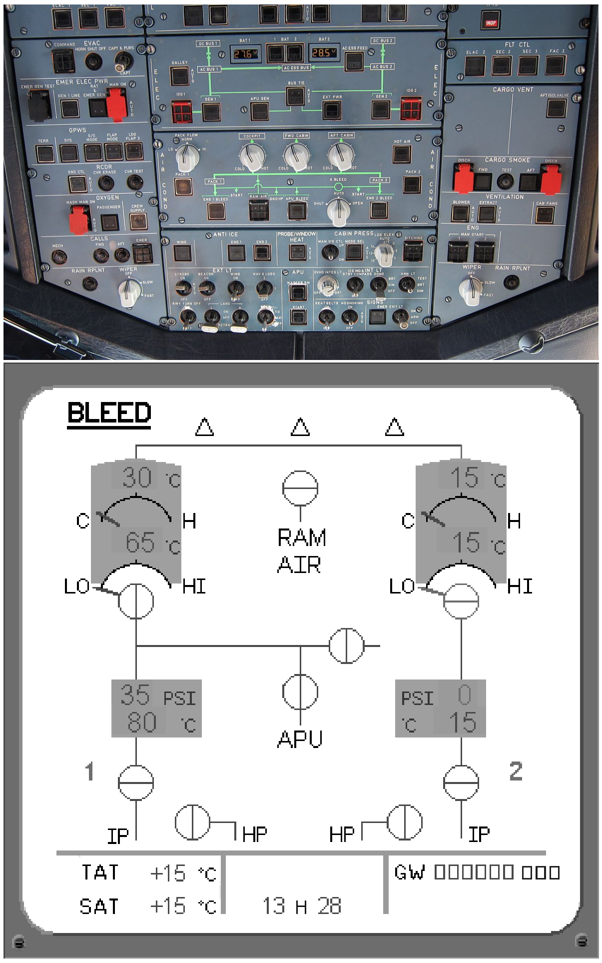


FIGURE 6.28 – Interface de contrôle de l'ECS au centre du panneau supérieur du cockpit d'un Airbus A320 et le panneau d'affichage EFIS correspondant.

Photo CC-BY-SA *Olivier Cleynen*

1. En pratique, il s'agit de la turbine du circuit B.

Résultats

E 6.1 1) $\dot{Q}_{\text{in}} = \frac{-\dot{W}_{\text{net}}}{\eta_{\text{moteur}}} = \frac{-(60 \cdot 10^3)}{0{,}4} = +150\,\text{kW}$; ainsi $\dot{m} = \frac{\dot{Q}_{\text{in}}}{c_{\text{carburant}}} = 15{,}4\,\text{kg}\,\text{h}^{-1}$ (environ 12 litres par heure) ;
2) $\dot{Q}_{\text{out}} = -\dot{Q}_{\text{in}} - \dot{W}_{\text{net}} = -90\,\text{kW}$.

E 6.2 $W_{\text{net}} = \frac{Q_{\text{in}}}{\eta_{\text{réfrigérateur}}} = +83{,}3\,\text{kJ}$; $Q_{\text{out}} = -Q_{\text{in}} - W_{\text{net}} = -183{,}3\,\text{kJ}$.

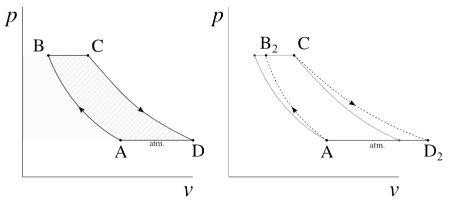
E 6.3 $\dot{W}_{\text{net}} = \frac{-\dot{Q}_{\text{out}}}{\eta_{\text{thermopompe}}} = \frac{-(-4 \cdot 10^3)}{3{,}1} = +1{,}29\,\text{kW}$; $\dot{Q}_{\text{in}} = -\dot{W}_{\text{net}} - \dot{Q}_{\text{out}} = +2{,}71\,\text{kW}$.

E 6.4 1) Si l'on suppose que la masse volumique du liquide est égale à celle de l'eau liquide ($\rho_{\text{liquide}} = 10^3\,\text{kg}\,\text{m}^{-3}$), la chaleur Q_{in} absorbée par le réfrigérateur est $Q_{\text{in}} = -Q_{\text{verre}} - Q_{\text{liquide}} - Q_{\text{parois}} = -n_{\text{bouteilles}}(m_{\text{verre}}c_{\text{verre}} + m_{\text{liquide}}c_{\text{liquide}})(\Delta T)_{\text{packs}} - \dot{Q}_{\text{parois}}\Delta t = -60(0{,}172 \times 0{,}75 \cdot 10^3 + 0{,}25 \times 4{,}2 \cdot 10^3) \times (5 - 19) - 10 \times 4 \times 3\,600 = +1\,134{,}4\,\text{kJ}$. Ainsi, $W_{\text{net}} = \frac{Q_{\text{in}}}{\eta_{\text{réfrigérateur}}} = +1\,194{,}1\,\text{kJ}$. 2) $W_{\text{net}} = +1\,194{,}1\,\text{kJ} = +1\,194{,}1\,\text{kW}\,\text{s} = +0{,}332\,\text{kW}\,\text{h}$. Ainsi le coût revient à 0,05 € (!). 3) La pièce sera réchauffée par le rejet $Q_{\text{out}} = -Q_{\text{in}} - W_{\text{net}} = -2{,}538\,\text{MJ}$. 4) L'ouverture de la porte ne fait qu'augmenter la chaleur Q_{in} à extraire de la chambre froide, et donc contribuera à augmenter Q_{out} et le réchauffement de la pièce (avec une puissance nette $\dot{Q}_{\text{net}} = \dot{Q}_{\text{in}} + \dot{Q}_{\text{out}} = -\dot{W}_{\text{net}}$).

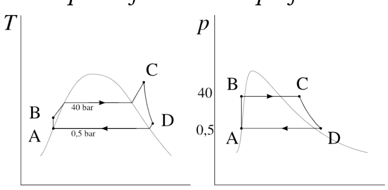
E 6.5 Voir §6.2.3 p.157, et en particulier les figures 6.5, 6.7 et 6.8.

E 6.6 $\eta_{\text{climatiseur}} \equiv \left|\frac{\dot{Q}_{\text{in}}}{\dot{W}_{\text{net}}}\right| = \frac{\dot{Q}_{\text{in}}}{\dot{W}_{\text{net}}} = \frac{\dot{Q}_{\text{in}}}{-\dot{Q}_{\text{in}}-\dot{Q}_{\text{out}}} = \frac{1}{-1-\frac{\dot{Q}_{\text{out}}}{\dot{Q}_{\text{in}}}}$. Or, par définition $\dot{Q}_{\text{out}} < 0$ et $\dot{Q}_{\text{in}} > 0$; ainsi $\frac{\dot{Q}_{\text{out}}}{\dot{Q}_{\text{in}}} = -\left|\frac{\dot{Q}_{\text{out}}}{\dot{Q}_{\text{in}}}\right|$.
On a donc $\eta_{\text{climatiseur}} = \frac{1}{-1+\left|\frac{\dot{Q}_{\text{out}}}{\dot{Q}_{\text{in}}}\right|}$. À vous maintenant avec les équations 6/5 et 6/9 !

E 6.7 Les 50 MW dépensés par la soufflante sont entièrement dissipés sous forme de frottements dans la soufflerie, et donc convertis en chaleur qu'il faut prélever si l'on veut maintenir la température constante. Ainsi $\dot{W}_{\text{net}} = \frac{\dot{Q}_{\text{in}}}{\eta_{\text{réfrigération}}} = +62{,}5\,\text{MW}$ (un sacré réfrigérateur…). Il suit que $\dot{Q}_{\text{out}} = -\dot{Q}_{\text{in}} - \dot{W}_{\text{net}} = -112{,}5\,\text{MW}$.



E 6.8 2) Avec l'équation 4/37, $T_{\text{B}} = T_{\text{A}}\left(\frac{p_{\text{B}}}{p_{\text{B}}}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} = 774{,}7\,\text{K}$; 3) Avec les équations 3/14 et 4/14, $\dot{W}_{\text{A}\to\text{B}} = \dot{m}c_p(T_{\text{B}} - T_{\text{A}}) = +242\,\text{kW}$; 4) Avec l'équation 4/37, $T_{\text{D}} = T_{\text{C}}\left(\frac{p_{\text{D}}}{p_{\text{C}}}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} = T_{\text{C}}\left(\frac{p_{\text{B}}}{p_{\text{A}}}\right)^{-\frac{\gamma-1}{\gamma}} = 481{,}8\,\text{K}$. Ainsi, l'air rejeté doit perdre $\dot{Q}_{\text{D}\to\text{A}} = c_p\Delta T = -94{,}8\,\text{kW}$ pour revenir à son état initial (§6.2.1) ; 5) $\eta_{\text{moteur}} \equiv \left|\frac{\dot{W}_{\text{net}}}{\dot{Q}_{\text{in}}}\right| = \left|\frac{\dot{W}_{\text{A}\to\text{B}}+\dot{W}_{\text{C}\to\text{D}}}{\dot{Q}_{\text{B}\to\text{C}}}\right| = 62{,}3\,\%$ (fort honorable, mais seulement atteignable avec une turbine et un compresseur parfaits) ;
6) Avec un compresseur réel $\dot{W}_{\text{A}\to\text{B}_2} > \dot{W}_{\text{A}\to\text{B}}$ et $T_{\text{B}_2} > T_{\text{B}}$. Il s'ensuit que si T_{C} est gardée constante, $\dot{Q}_{\text{B}\to\text{C}_2} < \dot{Q}_{\text{B}\to\text{C}}$. Néanmoins, on a encore $\dot{W}_{\text{C}\to\text{D}_2} < \dot{W}_{\text{C}\to\text{D}}$ et $T_{\text{D}_2} > T_{\text{D}}$ dans la turbine. La puissance $\dot{W}_{\text{net}}$ diminue, le rejet $\dot{Q}_{\text{out}}$ augmente. Nous montrerons au chapitre 7 (*le second principe*) que le rendement diminue également.
N.B. Nous avions déjà étudié ce moteur aux exercices E 1.9 p.23 et surtout E 3.2 p.74. Notre capacité d'analyse et de quantification des performances s'améliore à chaque fois…



E 6.9 1) Pour s'aider à construire ces diagrammes, on peut réviser les figures 5.7 p.121 et 5.9 p.122, ainsi que la section §5.4 p.132.
2) $h_{\text{A}} = h_{L0{,}5\,\text{bar}}$; $h_{\text{B}} = h_{\text{A}} + \int_{\text{A}}^{\text{B}} v\,\text{d}p = h_{\text{A}} + v_L\Delta p$ (5/13 & 5/14 avec $q_{\text{A}\to\text{B}} = 0$) ; $h_{\text{C}} = h_{650\,°\text{C}\&4\,\text{MPa}}$;

$h_C = h_{110\,°C\&0,05\,MPa}$; Avec ces données on calcule aisément $\eta_{moteur} \equiv \left|\frac{w_{net}}{q_{in}}\right| = -\frac{w_{net}}{q_{in}} = -\frac{w_{turbine}+w_{pompe}}{q_{chaudière}} = -\frac{(h_D-h_C)+(h_B-h_A)}{h_C-h_B} = 31{,}47\,\%$ (intéressant dans la mesure où on peut utiliser n'importe quel carburant).

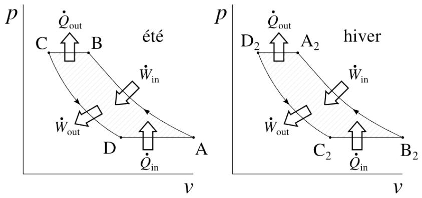
3) Dans ce cas, la pompe ferait (presque) effectuer le chemin D → C à la vapeur, la ramenant à température de 650 °C et rendant impossible l'apport de chaleur dans la chaudière. Nous aurions donc effectivement une machine faite d'une turbine et d'une pompe échangeant de l'eau : impossible de dégager ainsi du travail…

E 6.10 Dans un supermarché, au printemps comme à l'automne, l'économie d'énergie électrique permise par les nouveaux réfrigérateurs représente 43,6 kW.

En été, la chaleur à absorber par les climatiseurs est diminuée. Il faut donc ajouter une économie de 48,5 kW électriques au niveau des climatiseurs.

En hiver, la chaleur à apporter par les pompes à chaleur est augmentée. Il faut donc ajouter une dépense supplémentaire de 10,9 kW au niveau des pompes à chaleur.

Au final, cela représente une économie annuelle de $1{,}672 \cdot 10^{12}$ J soit 69,7 k€ par supermarché, qu'il faut comparer à l'investissement requis et aux coûts engendrés (notamment l'appel à votre expertise…).



E 6.11 2) Avec l'équation 4/37, $\frac{p_B}{p_A} = \left(\frac{T_B}{T_A}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} = 1{,}565$;

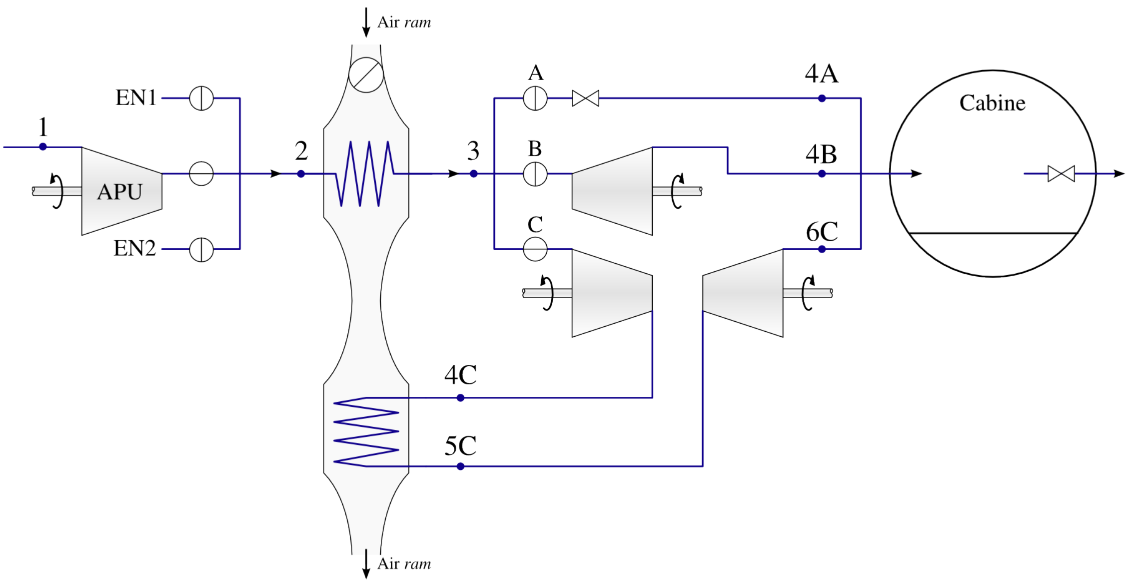
3) Idem, détente C → D adiabatique réversible, $T_D = T_C \left(\frac{p_D}{p_C}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} = T_C \left(\frac{p_A}{p_B}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} = T_C \frac{T_A}{T_B} = 275{,}6$ K soit 2,4 °C ;

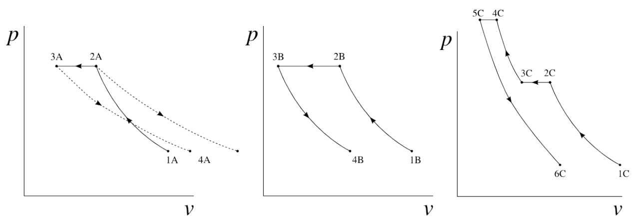
4) Avec les équations 3/15 et 4/14, $w_{in} = +40{,}2\,\text{kJ}\,\text{kg}^{-1}$; $q_{out} = -20{,}1\,\text{kJ}\,\text{kg}^{-1}$; $w_{out} = +37{,}76\,\text{kJ}\,\text{kg}^{-1}$; $q_{in} = +17{,}6\,\text{kJ}\,\text{kg}^{-1}$; Ainsi avec l'équation 6/6, $\eta_{climatiseur} = 7{,}213$

5) On veut obtenir en 2 (bouche de sortie intérieure) $\dot{m}_{air\ intérieur} = \frac{\dot{V}_2}{v_2} = \frac{\dot{V}_2 p_2}{R T_2} = 0{,}305\,\text{kg}\,\text{s}^{-1}$. Il faut donc retirer à l'air intérieur une puissance $\dot{Q}_{air\ intérieur} = \dot{m}_{air\ intérieur} c_p (T_2 - T_1) = -5{,}51$ kW (3/14 & 4/14). Le climatiseur requerra donc $\dot{W}_{net} = \frac{-\dot{Q}_{air\ intérieur}}{\eta_{climatiseur}} = 765$ W. 6) Pour minimiser $\dot{m}_{air\ extérieur}$, il faut maximiser sa température de sortie T_4. Or on a nécessairement $T_4 \leq T_B$, sinon le transfert de chaleur se fait dans le mauvais sens. Ainsi $\dot{m}_{air\ extérieur\ min.} = \frac{-\dot{Q}_{out\ climatiseur}}{c_p (T_{4max.} - T_3)} = -\frac{-\dot{Q}_{in} - \dot{W}_{net}}{c_p (T_{4max.} - T_3)} = 0{,}208\,\text{kg}\,\text{s}^{-1}$ (minimum théorique).

7) En principe, il suffit d'inverser la position du compresseur et de la turbine. En pratique, il faudra également décaler les plages de températures pour permettre l'absorption de chaleur par temps froid.

E 6.12





E 6.12

1) Si le circuit RAM est fermé, alors $T_{3A} = T_{2A}$; et puisque $T_{4A} = T_{3A}$ (§4.3.2) on obtient $T_{4A} = T_{1A}\left(\frac{p_{2B}}{p_{1B}}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} = 377{,}19\,\mathrm{K} = 104{,}1\,°\mathrm{C}$. 3) Dans l'échangeur RAM on a $\dot{Q}_{\text{air cabine}} = -\dot{Q}_{\text{air RAM}}$ soit $\dot{m}_{\text{air cabine}} q_{\text{air cabine}} = -\dot{m}_{\text{air RAM}} q_{\text{air RAM}}$ ou encore $\dot{m}_{\text{air cabine}} c_p (T_{3A} - T_{2A}) = -\dot{m}_{\text{air RAM}} c_p (T_{\text{rejet RAM}} - T_{\text{entrée RAM}})$. Ainsi, $m_{\text{air RAM}}$ est minimal lorsque $T_{\text{rejet RAM}}$ est maximal, or on a nécessairement $T_{\text{rejet RAM}} \leq T_{2C}$. Ainsi, $\dot{m}_{\text{air RAM min.}} = -\dot{m}_{\text{air cabine}} \frac{T_{3A} - T_{2A}}{T_{2C} - T_{\text{entrée RAM}}} = 0{,}29\,\mathrm{kg\,s^{-1}}$ (soit environ $200\,\mathrm{L\,s^{-1}}$ à l'entrée).

5) Si le circuit RAM est fermé, alors $T_{3B} = T_{2B}$; on a $T_{4B} = T_{3B}\left(\frac{p_{4B}}{p_{3B}}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} = T_{2B}\left(\frac{p_{1B}}{p_{2B}}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} = T_{1B} = 293{,}15\,\mathrm{K} = 20\,°\mathrm{C}$. 6) $w_{\text{turbine B}} = c_p(T_{4B} - T_{3B}) = -w_{\text{compression B}} = -172\,\mathrm{kJ\,kg^{-1}}$ 8) On obtient $T_{4Bmin.}$ lorsque $T_{3B} = T_{3Bmin.} = T_{\text{extérieur}}$. Alors $T_{4Bmin.} = T_{3Bmin.}\left(\frac{p_{4B}}{p_{3B}}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} = 185{,}1\,\mathrm{K} = -88{,}1\,°\mathrm{C}$ (résultat purement hypothétique bien sûr).
9) Elle diminue : $w_{\text{turbine B2}} = c_p(T_{4Bmin.} - T_{3Bmin.}) = -108{,}6\,\mathrm{kJ\,kg^{-1}}$.
12) $T_{5C} = T_{6C}\left(\frac{p_{5B}}{p_{6B}}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} = 654{,}6\,\mathrm{K} = 381{,}5\,°\mathrm{C}$. 13) On calcule d'abord $T_{4C} = T_{3C}\left(\frac{p_{4C}}{p_{3C}}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} = 728{,}4\,\mathrm{K}$. Dans le pack les transferts de travail sont de $w_{\text{pack}} = w_{\text{compresseur pack}} + w_{\text{turbine pack}} = c_p(T_{4C} - T_{3C}) + c_p(T_{6C} - T_{5C}) = -138{,}9\,\mathrm{kJ\,kg^{-1}}$; Ainsi l'air dépense un travail net dans le pack, qui reçoit en permanence de l'énergie sous forme pneumatique (mécanique). 14) Pour calculer ces COP, il faut compléter les cycles en faisant retourner l'air aux conditions d'entrée depuis la cabine (§6.2.1). En question 3 on a $\eta_{\text{thermopompe}} = \left|\frac{q_{\text{out}}}{w_{\text{in}}}\right| = -\frac{c_p(T_{4A} - T_{1A})}{c_p(T_{2A} - T_{1A})} = 0{,}424$ (rare application où un COP inférieur à 100 % est acceptable). 15) En question 12 on a $\eta_{\text{climatiseur}} = \left|\frac{q_{\text{in}}}{w_{\text{in}}}\right| = \frac{c_p(T_{1C} - T_{6C})}{c_p(T_{2C} - T_{1C} + T_{4C} - T_{3C} + T_{6C} - T_{5C})} = 0{,}842$.
En pratique toutefois, le travail net développé par l'air dans le pack n'est pas récupéré : il est rejeté par frottement dans l'air RAM. On a donc $w_{\text{net}} = c_p(T_{2C} - T_{1C})$ et le COP est diminué.
Quelques commentaires de fin : 1) En réalité les évolutions adiabatiques ne sont pas réversibles, ce qui réduit plus encore les rendements calculés ici. 2) Les faibles valeurs de ces rendements découlent des compromis effectués pour réduire l'encombrement, la complexité et surtout le poids des systèmes embarqués. Dans cette application, la puissance mécanique disponible est élevée, l'énergie pneumatique est largement disponible, et les dépassements en volume et en poids ont des conséquences démesurées. 3) Dans les appareils les plus récents (dits *plus électriques*) tels le B787 et l'A350, les packs sont désormais alimentés à l'électricité, et non plus au moyen de l'air-même destiné à la cabine.

CHAPITRE 7

Le second principe

Le chapitre en bref

La chaleur ne se déplace que vers un corps de température plus basse. Cela pose une limite fondamentale à l'efficacité des transformations travail-chaleur. Elle est dictée par les températures extrêmes des machines, et usuellement très basse. Carnot décrit un moteur de rendement maximal.

❄

Lors du chapitre 6 (*cycles thermodynamiques*), nous avons étudié la nature de différents cycles permettant de transformer chaleur et travail. Nous nous proposons maintenant d'étudier, d'expliquer et de quantifier leurs limites. Ce chapitre 7 (*le second principe*) se propose de répondre à deux questions :

- Pourquoi tous les moteurs thermiques ont-ils toujours un rendement inférieur à 100 % ?
- Comment maximiser le rendement d'une machine thermique ?

7.1 Le second principe

7.1.1 Énoncé

Le *second principe de la thermodynamique* s'exprime ainsi :

> La chaleur ne se déplace spontanément que vers une température plus basse.

On peut préciser cette affirmation de la façon suivante :

> Le transfert de chaleur vers une température plus haute
> ne peut se faire sans apport d'énergie.

Nous allons voir que ce simple constat a des conséquences multiples et profondes pour l'ingénieur/e. En particulier, il détermine l'efficacité maximale de tous les moteurs et réfrigérateurs !

7.1.2 De l'évidence du second principe

L'énoncé ci-dessus paraît si évident qu'on peut presque s'en offusquer. Deux remarques s'imposent ici.

— Le second principe peut être énoncé de multiples façons. Il est plus impressionnant de parler d'« accroissement de l'entropie » que du comportement spontané de la chaleur ; pourtant ces différents énoncés, que nous allons aborder progressivement, sont tous équivalents.

— L'apparente évidence manifeste du postulat – on se doute que nul n'a jamais vu de tasse de thé chaud se réchauffer spontanément, ni de boisson fraîche se refroidir seule à température ambiante – s'effrite dès que l'on étudie les phénomènes à l'échelle microscopique.

En effet, si la température n'est que le niveau d'agitation des particules, alors rien n'empêche *a priori* celle-ci d'augmenter localement même si la température ambiante est plus faible [1]. Il a fallu un demi-siècle de travail ardu aux thermodynamiciens pour répondre à cela de façon satisfaisante [2]. Il ne s'agit pas d'un problème trivial.

1. L'étudiant/e curieux/se pourra explorer cette idée en étudiant l'expérience intrigante du *démon de Maxwell*, qui ouvre les portes vers de nombreux nouveaux concepts.

2. C'est l'application des probabilités et statistiques à la thermodynamique, et en particulier le travail de Ludwig Boltzmann (§8.5.3), qui permettra de la réconcilier avec la vision mécanistique Newtonienne du monde, au cours du XXe siècle.

Dans notre étude et depuis notre point de vue d'ingénieur/e, nous accepterons le postulat ci-dessus comme une évidence, sans chercher ni à le justifier, ni à l'expliquer.

7.1.3 Principe zéro et troisième principe

Le *principe zéro* de la thermodynamique stipule que si deux corps sont en équilibre thermique avec un troisième, alors tous les trois sont en équilibre l'un avec l'autre. Le *troisième principe* stipule que l'entropie (une propriété que nous étudions au chapitre prochain) d'un cristal à température zéro est nulle. Ni l'un ni l'autre ne revêt la moindre importance pour l'ingénieur/e.

7.2 Le second principe et les machines thermiques

7.2.1 Tous les moteurs rejettent de la chaleur

Imaginons qu'on veuille créer du travail en prenant de la chaleur à un objet « chaud », c'est-à-dire à haute température : par exemple, 100 °C, comme montré en figure 7.1. On accole à cet objet un cylindre empli d'un fluide, et on laisse le fluide pousser sur un piston au fur et à mesure qu'il reçoit de la chaleur.

Une fois qu'une quantité de travail a été fournie (en B sur la figure 7.1), le fluide a augmenté de volume. Si nous souhaitons continuer à transformer de la chaleur

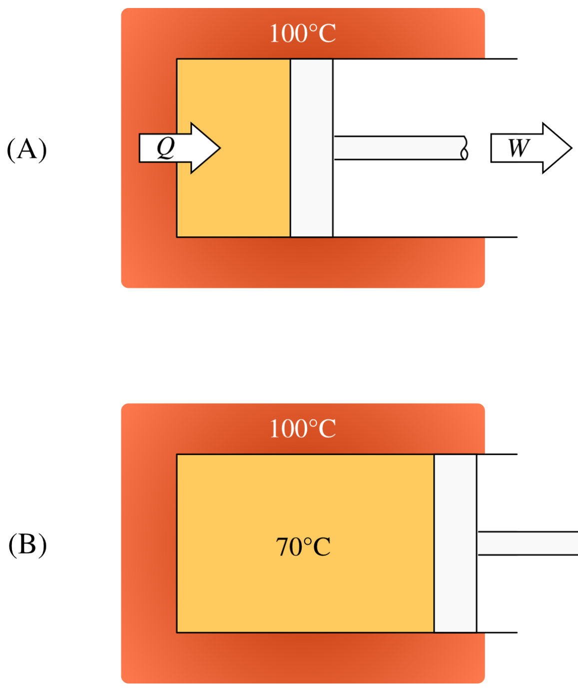


FIGURE 7.1 – Production d'un travail avec de la chaleur issue d'un corps à 100 °C : le transfert de chaleur permet la production d'un travail mais il provoque également une augmentation de température du fluide.

Schéma CC-0 o.c.

en travail et que nous ne souhaitons pas que le moteur « gonfle » indéfiniment, il nous faut refroidir ce gaz pour le ramener à son volume initial.

Malheureusement, *la seule façon* d'extraire de la chaleur du gaz est de le mettre en contact avec un corps plus « froid », comme montré en figure 7.2. En particulier, il est impossible de restituer la chaleur accumulée dans le gaz au corps « chaud » – il faudrait pour cela que la température du gaz soit plus grande que lui [1]. Cette chaleur accumulée est donc irrémédiablement perdue.

> « D'après ce principe, il ne suffit pas, pour donner naissance à la puissance motrice, de produire de la chaleur : il faut encore se procurer du froid ; sans lui la chaleur serait inutile.
> Et en effet, si l'on ne rencontrait autour de soi que des corps aussi chauds que nos foyers, comment parviendrait-on à condenser la vapeur ? Où la placerait-on une fois qu'elle aurait pris naissance ? Il ne faudrait pas croire que l'on pût, ainsi que cela se pratique dans certaines machines, la rejeter dans l'atmosphère : l'atmosphère ne la recevrait pas. Il ne la reçoit, dans l'état actuel des choses, que parce qu'il remplit pour elle l'office d'un vaste condenseur, parce qu'il se trouve à une température plus froide : autrement il en serait bientôt rempli, ou plutôt il en serait d'avance saturé. »
>
> Sadi Carnot, 1824 [4]

Ainsi, pour qu'un moteur fonctionne en continu, il faut qu'en plus d'une source à haute température où capter de la chaleur, il dispose d'un « puits » à faible température, où rejeter la chaleur dont il ne peut plus rien faire.

Ce raisonnement s'applique de la même façon aux machines conçues pour absorber de la chaleur à basse température (réfrigérateurs, climatiseurs, et pompes à chaleur). Une fois que la chaleur a été captée dans le fluide à basse température, la seule façon de la rejeter à une température plus haute est d'augmenter la température du fluide. Cela nécessite un travail de compression non-nul. Ainsi, pour qu'un réfrigérateur fonctionne en continu, il faut qu'il reçoive de l'énergie sous forme de travail.

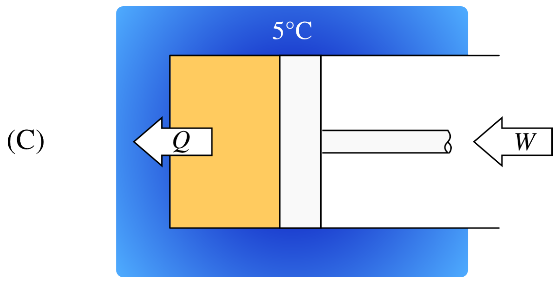


Figure 7.2 – Le refroidissement inévitable du moteur. La seule manière de ramener le fluide à son état initial (A) dans l'expérience en figure 7.1 est de lui prélever de la chaleur, ce qui ne peut se faire qu'avec un « puits » à chaleur de température plus basse. Les transferts de chaleur et de travail sont ici plus faibles qu'à l'aller, mais tous deux non nuls.

Schéma CC-0 O.C.

1. Notons qu'en poussant le raisonnement à ses limites, le moteur pourrait recevoir et fournir la chaleur à température constante. Mais alors, le travail à fournir pour ramener le fluide à son état initial serait exactement le même que celui développé pendant la détente : le cycle ne transformerait effectivement pas de chaleur en travail, et ne présenterait alors pas d'intérêt pratique.

7.2.2 Limites des machines thermiques

Pour étudier plus rigoureusement les transformations de chaleur et de travail, nous utiliserons la notation suivante pour décrire les machines thermiques :

- T_H et T_B représenteront respectivement les températures haute et basse ;
- Nous appellerons toujours $\dot{Q}_{TH}$ la puissance sous forme de chaleur transmise à haute température, et $\dot{Q}_{TB}$ son équivalente à basse température (elles peuvent chacune être de signe positif ou négatif).

Ainsi la machine thermique dans sa représentation la plus générale ressemble à la figure 7.3.

Quels que soient le mode de fonctionnement et l'efficacité de la machine, elle ne peut ni créer ni détruire de l'énergie (§1.1.2) ; et nous aurons toujours :

$$\dot{Q}_{TH} + \dot{Q}_{TB} + \dot{W}_{\text{net}} = 0 \qquad (7/1)$$

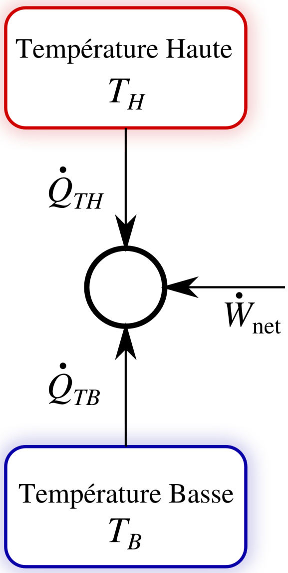


FIGURE 7.3 – Une machine thermique transformant travail et chaleur dans sa représentation la plus générale.

Le second principe a des conséquences particulières pour chacun des deux grands types de machines thermiques :

Un moteur prélève de la chaleur à une source à haute température ($\dot{Q}_{TH} > 0$) et produit un travail ($\dot{W}_{\text{net}} < 0$, figure 7.4). Nous venons de voir que si nous voulons effectuer cette transformation en continu, nous n'avons d'autre choix que de rejeter de la chaleur dans un réservoir à basse température ($\dot{Q}_{TB} < 0$).

Dans les centrales électriques, les deux zones de température sont identifiables facilement : la vapeur prélève de la chaleur au cœur de la centrale (réacteur nucléaire, chaudière à gaz ou à charbon) et rejette de la chaleur par les larges cheminées de refroidissement.

Les moteurs automobiles et aéronautiques, quant à eux, doivent vidanger l'air qui leur sert de fluide de travail à cause des produits de combustion qui empêchent leur ré-utilisation. Pour cette raison, le refroidissement a lieu dans l'atmosphère, en dehors de la carcasse du moteur. Leur « zone de refroidissement » n'est pas distinguable facilement.

Appliqué au moteur, le second principe peut s'exprimer ainsi :

> Aucun moteur ne peut transformer continûment
> de la chaleur en travail
> à partir d'une seule source de chaleur.
> Tous les moteurs rejettent de la chaleur à plus faible température.

> Le fonctionnement en continu d'un moteur
> nécessite deux réservoirs de chaleur, chacun de température différente.

Les puristes exprimeront ce corollaire, dit *de Kelvin-Planck*, avec l'inéquation suivante :

$$\dot{Q}_{TH} > -\dot{W}_{\text{net}} \qquad (7/2)$$

pour tout moteur thermique.

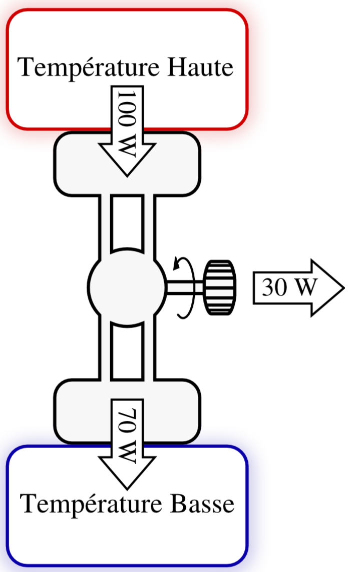


FIGURE 7.4 – Un exemple de transferts énergétiques vers un moteur thermique.

Un réfrigérateur, un climatiseur ou une pompe à chaleur a un fonctionnement inverse à celui des moteurs. Ces machines extraient de la chaleur d'une source à basse température ($\dot{Q}_{TB} > 0$) pour la rejeter dans un réservoir à plus haute température ($\dot{Q}_{TH} < 0$, figure 7.5). Une conséquence inévitable est qu'elles consomment pour cela du travail ($\dot{W}_{\text{net}} > 0$).

Appliqué à un réfrigérateur, le second principe s'exprime ainsi :

> Toute machine transférant de la chaleur depuis un corps vers un autre de température plus haute consomme du travail.

Les puristes se plairont à traduire ce corollaire, dit *de Clausius*, ainsi :

$$\dot{W}_{\text{net}} > 0 \tag{7/3}$$

pour tout réfrigérateur, climatiseur ou pompe à chaleur.

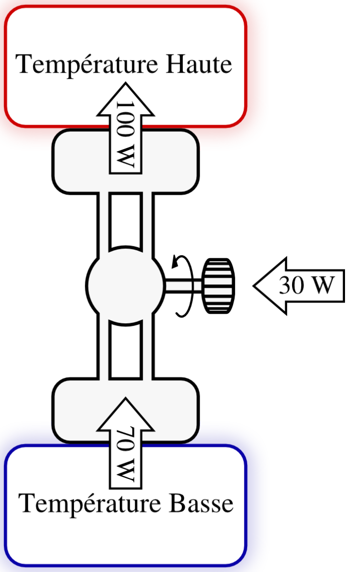


Figure 7.5 – Un exemple de transferts énergétiques en jeu dans un réfrigérateur, un climatiseur ou une pompe à chaleur en fonctionnement.

Schéma CC-0 o.c.

7.3 Le cycle de Carnot

7.3.1 Un peu de contexte

Au début du XIXe siècle, un jeune polytechnicien parisien nommé Sadi Carnot s'est intéressé au fonctionnement des moteurs thermiques, alors en plein essor. Carnot recherchait *la quantité maximale de travail* qu'il est possible de générer à partir d'une quantité donnée de charbon.

La démarche de Carnot a ceci d'intéressant qu'il a fait entièrement abstraction de l'aspect technologique pour rechercher les principes sous-jacents au fonctionnement des moteurs. C'est d'autant plus difficile qu'à l'époque ceux-ci fonctionnent en utilisant l'ébullition et la condensation de la vapeur, et que la notion de *cycle* n'était pas encore acquise – pas plus que la notion de conservation de l'énergie. Cette abstraction et la clarté de son écriture ont consacré son unique œuvre, *Réflexions sur la puissance motrice du feu et sur les machines propres à développer cette puissance*, 1824 [4], dans l'histoire de la physique.

« Pour envisager dans toute sa généralité le principe de la production du mouvement par la chaleur, il faut le concevoir indépendamment d'aucun mécanisme, d'aucun agent particulier ; il faut établir des raisonnemens applicables, non seulement aux machines à vapeur, mais à toute machine à feu imaginable, quelle que soit la substance mise en œuvre et quelle que soit la manière dont on agisse sur elle. »

Sadi Carnot, 1824 [4]

Carnot décède peu après sa publication et avant que ses travaux puissent être reconnus ; sa conception de la chaleur était fondamentalement erronée [1]; et pourtant le moteur théorique qu'il a décrit, passage incontournable pour l'étudiant/e en ingénierie, sert de référence dans les bureaux d'études de tous les motoristes aujourd'hui.

7.3.2 Concept de machine réversible

Carnot recherche le moteur théorique dont l'efficacité est maximale. Il imagine une façon unique de transformer chaleur en travail et travail en chaleur. Sa machine peut fonctionner dans les deux sens : en tant que moteur ou bien en tant que réfrigérateur.

En termes thermodynamiques, la machine qu'il conceptualise est non seulement *inversable*, c'est-à-dire qu'on peut changer le sens de circulation du fluide pour changer sa fonction (tels de nombreux climatiseurs domestiques disponibles dans le commerce aujourd'hui), mais elle est aussi *réversible* : en inversant son fonctionnement, tous les flux de chaleur sont exactement opposés. De cette façon, si son réfrigérateur est alimenté par son moteur, alors les flux seront exactement compensés, comme représenté en figure 7.6.

« Ce maximum [de travail] jouit en effet de la propriété que, par sa *consommation*, on peut faire passer du corps froid B au corps chaud A la même quantité de chaleur que celle qui a passé de A en B pour sa *production*. »

Rudolf Clausius, 1850 [10, 11, 20]

Pourquoi une telle machine serait-elle la plus efficace que l'on puisse concevoir ? On peut montrer par l'absurde qu'un moteur ayant une efficacité *supérieure* à un moteur réversible ne peut exister (figure 7.7). Le travail fourni par cette machine hypothétique pourrait être utilisé pour alimenter un réfrigérateur réversible. Ces deux machines réunies, ensemble, ne consommeraient alors aucun travail, mais provoqueraient tout de même un flux de chaleur depuis le réservoir froid vers le réservoir chaud. Selon Carnot, et d'après le second principe dont nous avons admis la validité, c'est impossible : une telle machine ne peut donc exister.

1. Il s'agit encore et toujours de la théorie du *calorique*, que l'on peut attribuer à Antoine Lavoisier, et qui sera démontée brique par brique par James Prescott Joule ; mais il faudra attendre encore vingt années…

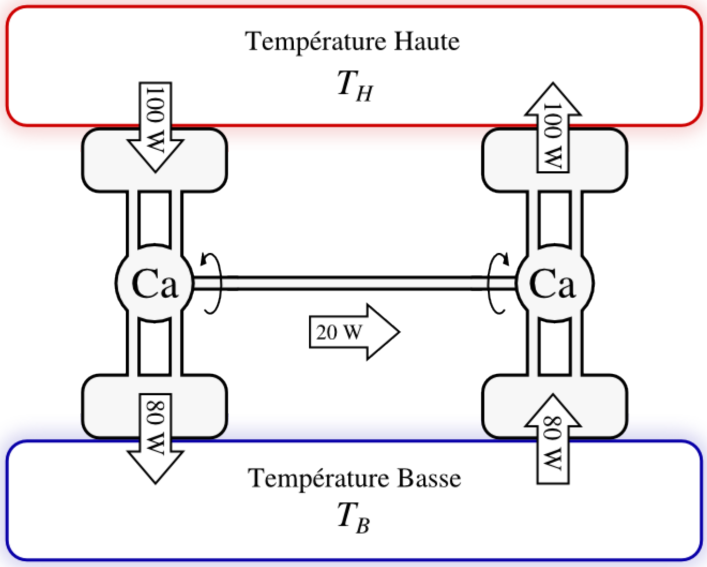


Figure 7.6 – Deux machines de Carnot, un moteur (à gauche) et un réfrigérateur (à droite). La première alimente la seconde, et comme elles sont réversibles, les flux de chaleur sont compensés.

Schéma CC-0 o.c.

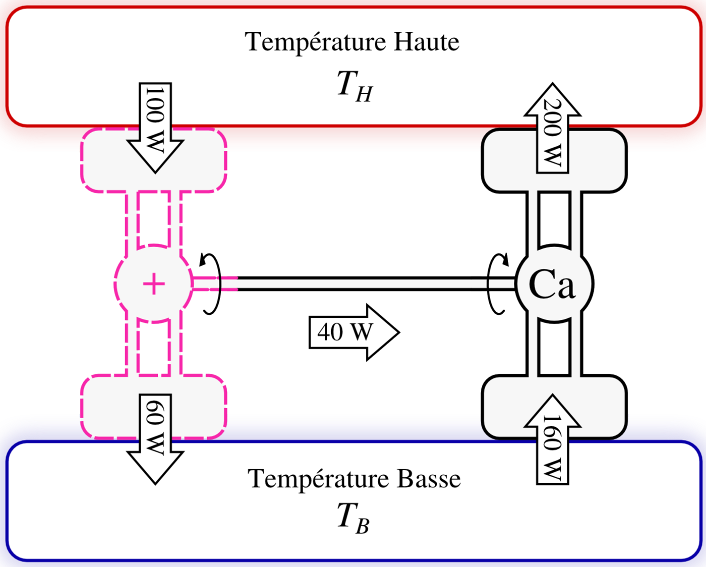


Figure 7.7 – Démonstration par l'absurde du fait que le meilleur moteur possible est réversible. Un hypothétique moteur (à gauche) qui aurait une plus grande efficacité qu'un réfrigérateur réversible (à droite) pourrait simplement alimenter ce dernier. Ainsi, on obtiendrait un flux net spontané de chaleur (de 100 W) depuis la source froide vers la source chaude, sans apport net de travail : d'après le second principe, c'est impossible.

Schéma CC-0 o.c.

Cette méthode de raisonnement par combinaison de machines hypothétiques et théoriques, même s'il peut dérouter, est une excellente façon d'approcher la théorie des machines thermodynamiques. L'étudiant/e est vivement encouragé/e à expérimenter ainsi, en se posant par exemple les questions suivantes :

— Pourquoi le meilleur réfrigérateur possible fonctionne-t-il de façon réversible ?
— Pourquoi ne peut-on pas améliorer l'efficacité d'un moteur en retournant ses rejets de chaleur vers la source chaude à l'aide d'une pompe à chaleur réversible ?

7.3.3 Élaboration du cycle de Carnot

Nous avons donc vu que l'efficacité maximale d'une machine est atteinte lorsque son fonctionnement est réversible. À partir de ce constat, Carnot raisonne de la façon suivante :

1. Toutes les machines thermiques fonctionnent avec la dilatation et la contraction d'un corps soumis alternativement à deux températures ;
2. Pour qu'ils soient réversibles, c'est-à-dire pour pouvoir être effectués dans le sens inverse, tous les transferts de chaleur doivent être effectués avec des différences de température infinitésimales : ces transformations seront alors *isothermes* ;
3. Pour qu'elles soient réversibles, les phases où le corps change de température (pour passer d'un réservoir de chaleur à un autre) doivent se faire sans transfert de chaleur : ces transformations seront alors *adiabatiques*.
4. Pour permettre un retour en arrière avec chaque évolution, il faut qu'elles soient toutes *réversibles* (infiniment lentes).

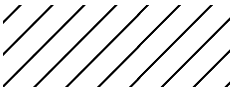
« Mais pour tirer des machines à haute pression des résultats vraiment avantageux, il faut que la chute du calorique y soit mise à profit le mieux possible. Il ne suffit pas que la vapeur prenne naissance à une température élevée : il faut encore que par l'extension de son volume elle arrive à une température assez basse. Le caractère d'une bonne machine à vapeur doit donc être non seulement d'employer la vapeur sous une forte pression, mais *de l'employer sous des pressions successives très-variables, très-différentes les unes des autres, et progressivement décroissantes.* »

Sadi Carnot, 1824 [4]

L'essentiel est dit. Carnot vient ici de dessiner un cycle thermodynamique théorique, composé de deux évolutions isothermes et deux évolutions adiabatiques. Il n'a pas eu besoin de quantifier le moindre transfert ; et ne s'est pas encore soucié du moindre détail technologique. Pourtant, il est certain que le cycle thermodynamique qu'il décrit est le plus efficace – le moins inefficace ! – qu'il soit possible d'effectuer.

7.3.4 Les quatre étapes du moteur de Carnot

Nous pouvons décrire le *cycle de Carnot* avec une quantité de masse prisonnière dans un cylindre à laquelle l'on fait subir quatre transformations (figure 7.9). Elle évolue ainsi entre les températures T_H (source « chaude » à haute température) et T_B (source « froide » à basse température), pour développer un travail net :



Compression adiabatique réversible de 1 à 2

Dans cette étape, nous souhaitons amener le fluide jusqu'à une haute température sans lui apporter de chaleur.

Le cycle débute en 1, lorsque le fluide est dans le cylindre à température basse T_B.

Pour l'amener à température haute (et ainsi permettre un transfert de chaleur réversible en phase $2 \to 3$), le fluide est compressé de façon adiabatique réversible (§4.4.5 & §5.4.5). La température du fluide augmente de T_B à T_H.

Cette phase est *consommatrice* de travail ($W_{1\to2} > 0$).

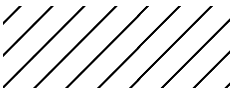


Chauffage isotherme de 2 à 3

Dans cette étape, nous souhaitons capter une quantité Q_{TH} de chaleur de la source à haute température.

En 2, le fluide se trouve compressé dans le piston, à la température T_H. Le cylindre est mis au contact de la source chaude (température T_H) et on fournit de la chaleur avec une différence de température infinitésimale : c'est une détente isotherme (§4.4.4 & §5.4.4). La température du fluide reste constante à T_H.

Cette phase est productrice de travail ($W_{2\to3} < 0$).



Détente adiabatique réversible de 3 à 4

Dans cette étape, nous souhaitons faire chuter la température du fluide jusqu'à celle de la source froide (T_B).

En 3, le fluide se trouve toujours à température T_H. Le cylindre est alors isolé thermiquement et le fluide est détendu de façon à extraire du travail et réduire sa température sans transfert de chaleur : c'est une détente adiabatique réversible. Le piston poursuit son lent recul, et la température du fluide descend jusqu'à T_B.

Cette phase est productrice de travail ($W_{3\to4} < 0$).

T_B **Refroidissement isotherme de 4 à 1**

Dans cette dernière étape, nous souhaitons rejeter une quantité Q_{TB} de chaleur dans le puits à basse température.

En 4, le fluide est à température basse T_B. Pour le ramener à son volume initial, il faut lui retirer de la chaleur. Nous procédons à un refroidissement isotherme : le piston est avancé progressivement, et la température du fluide est maintenue constante à T_B.

Cette phase est consommatrice de travail ($W_{4\to1} > 0$).

Au final, le moteur a reçu une quantité de chaleur $|Q_{TH}|$ à haute température, et rejeté une quantité $|Q_{TB}|$ plus faible à basse température. La différence entre ces deux quantités est le travail produit, $W_{\text{net}} = W_{1\to2} + W_{2\to3} + W_{3\to4} + W_{4\to1} = -Q_{TH} - Q_{TB}$ (6/1).

Cette quantité de travail W_{net} représente le maximum qu'il soit possible d'obtenir à partir d'une quantité de chaleur Q_{TH}, entre deux températures données T_B et T_H.

Le cycle du moteur de Carnot peut être tracé sur un diagramme pression-volume (comme par exemple en figure 7.8 avec un gaz parfait). On observe notamment que les phases de compression se déroulent à une pression et un volume plus bas que les phases de détente : le cycle est producteur de travail. Comme toutes les évolutions sont réversibles, l'aire circonscrite dans le parcours 1-2-3-4-1 représente la quantité de travail net W_{net} produite.

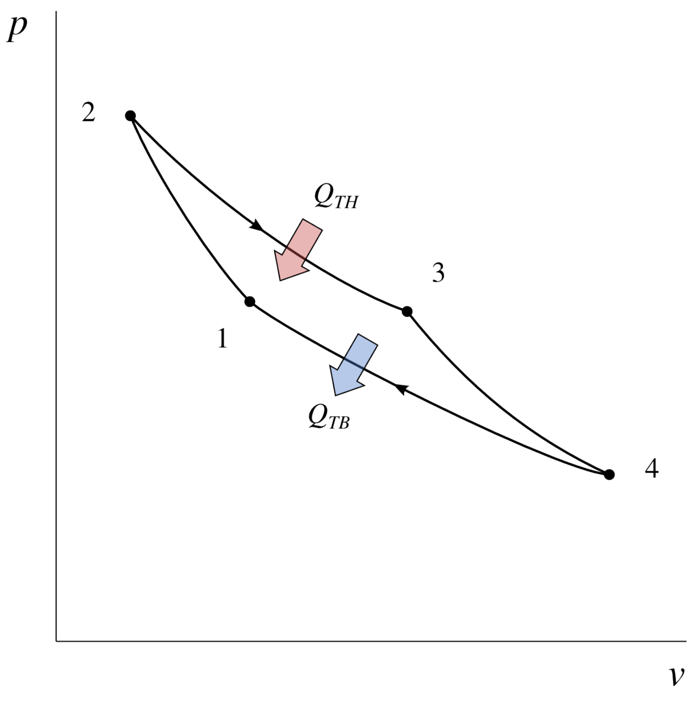


FIGURE 7.8 – Diagramme pression-volume du moteur de Carnot réalisé avec un gaz parfait. Les évolutions $2 \to 3$ et $4 \to 1$ se font respectivement à T_H et T_B.

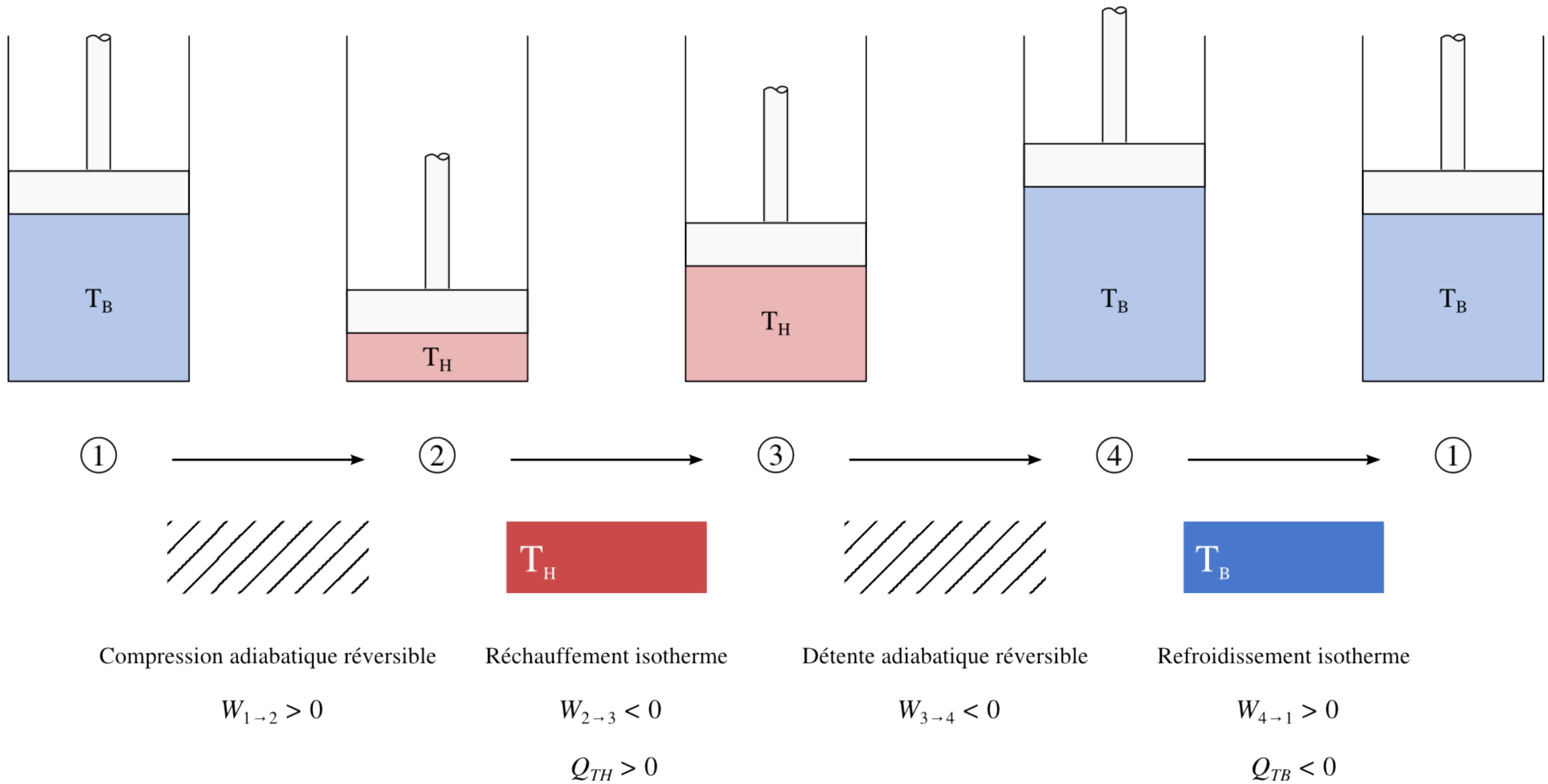


FIGURE 7.9 – Les quatre étapes du moteur de Carnot, réalisées avec une quantité de masse fixe en les séparant dans le temps. Le cycle est tel que lorsqu'elles sont effectuées dans l'ordre inverse (1 → 4 → 3 → 2 → 1), les transferts sont exactement opposés.

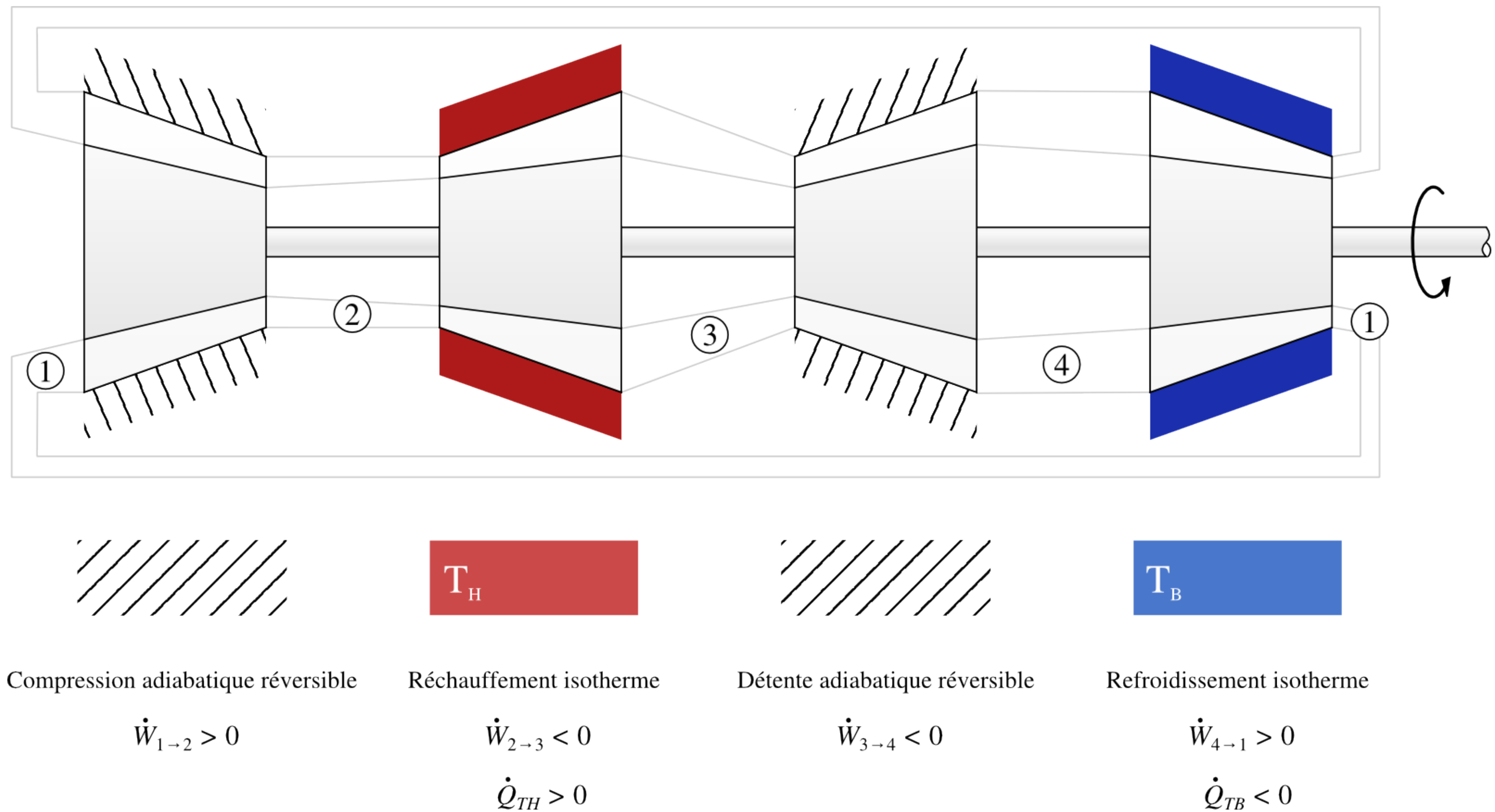


Figure 7.10 – Les quatre étapes du moteur de Carnot, réalisées avec un débit de masse constant en les séparant dans l'espace. Ici encore, le cycle est tel que lorsque le sens de circulation est inversé (devenant $1 \to 4 \to 3 \to 2 \to 1$), les transferts sont exactement opposés.

Le fait qu'aucune de ces étapes ne soit réalisable en pratique n'aura pas échappé à l'étudiant/e perspicace : pour que toutes ces phases soient réversibles, il faut que le mouvement du piston soit infiniment lent, et qu'ainsi le fluide parcoure le cycle en une durée de temps infinie. Le moteur de Carnot atteint donc l'efficacité maximale avec une puissance infiniment faible.

« Pour utiliser complètement la force motrice dont on peut disposer, il faudrait que la détente fût poussée jusqu'à ce que la température de la vapeur se réduisît à celle du condenseur; mais des considérations pratiques tirées de la manière dont on utilise dans les arts la force motrice du feu, s'opposent à ce que l'on atteigne cette limite. »

Émile Clapeyron, 1834 [5]

Exemple 7.1

On effectue un cycle de Carnot entre les températures de 600 °C et 100 °C. On utilise 100 g d'air prisonnier dans un cylindre, à pression de 1 bar. Quel est le travail à investir ? Quel est le travail récupéré ? Quel est le rendement ?

Nous commençons par faire monter la température jusqu'à 600 °C, avec une évolution adiabatique réversible (1 → 2). Le coût énergétique pour cela sera $w_{1\to2} = c_v \, \Delta T = 1\,005 \times (600 - 100) = +502{,}5\,\mathrm{kJ\,kg^{-1}}$ (4/32) et $q_{1\to2} = 0$. L'équation 4/37 nous apporte la pression finale : $p_2 = p_1 \left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} = 1 \times \left(\frac{600+273{,}15}{100+273{,}15}\right)^{\frac{1{,}4}{1{,}4-1}} = 19{,}6\,\mathrm{bar}$.

☞ Cette phase a pour seul but de faire monter la température de façon à pouvoir ensuite capter la chaleur de façon réversible, ce qui serait impossible si la température du gaz était inférieure à 600 °C.

Nous pouvons maintenant capter de la chaleur à température constante (2 → 3). Nous choisissons de détendre le gaz jusqu'à $p_3 = 4\,\mathrm{bar}$. Ainsi le transfert de chaleur est de $q_{2\to3} = -R\,T_2 \ln\left(\frac{p_3}{p_2}\right) = -287 \times (600 + 273{,}15) \times \ln\left(\frac{4}{19{,}6}\right) = +398{,}2\,\mathrm{kJ\,kg^{-1}}$ (4/27, une réception par le gaz) et le travail est de $w_{2\to3} = -q_{2\to3} = -398{,}2\,\mathrm{kJ\,kg^{-1}}$ (4/28, une perte par le gaz).

☞ Promesse tenue : nous avions étudié les transformations isothermes aux sections §4.4.4 et §5.4.4 précisément pour pouvoir nous en servir ici…

☞ Le choix de la pression p_3 ou de son volume correspondant v_3 est entièrement arbitraire et il n'affecte aucun des résultats obtenus ici.

Nous procédons à la détente du gaz, de façon à récupérer autant de travail que possible et à faire chuter sa température (3 → 4). L'évolution est adiabatique réversible, ainsi $w_{3\to4} = c_v \, \Delta T = -w_{1\to2} = -502{,}5\,\mathrm{J\,kg^{-1}}$ et $q_{3\to4} = 0$. Avec l'équation 4/37 nous obtenons la pression finale : $p_4 = p_3 \left(\frac{T_4}{T_3}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} = 0{,}2\,\mathrm{bar}$.

☞ Le travail récupéré de 3 à 4 est exactement opposé à celui investi de 1 à 2. Dans un cycle de Carnot, c'est pendant les transferts de chaleur que les travaux aboutissent à la production d'un travail net.

Enfin, pour ramener le fluide à son état initial (§6.2.1), il faut refroidir le gaz (4 → 1). Ce refroidissement est à température constante, ainsi

$q_{4\to1} = -R\,T_4 \ln\left(\frac{p_1}{p_4}\right) = -170{,}2\,\mathrm{kJ\,kg^{-1}}$ (4/27, une perte par le gaz) et le travail est de $w_{4\to1} = -q_{4\to1} = +170{,}2\,\mathrm{kJ\,kg^{-1}}$ (4/28, une réception par le gaz).

☞ C'est une évolution fort complexe pour une étape si peu glorieuse : celle du rejet de la chaleur inutilisable ! Il nous faut non seulement procéder infiniment lentement avec des débattements en volumes importants, mais aussi *investir* un travail considérable pour retourner en 1.

Quel est le bilan du cycle ? Les phases de compression ont demandé $w_{\text{compression}} = w_{1\to2} + w_{4\to1} = +672{,}7\,\mathrm{kJ\,kg^{-1}}$. À la détente nous avons récupéré $w_{\text{détente}} = w_{2\to3} + w_{3\to4} = -900{,}7\,\mathrm{kJ\,kg^{-1}}$. Le travail net est de $w_{\text{net}} = w_{\text{compression}} + w_{\text{détente}} = -228\,\mathrm{kJ\,kg^{-1}}$; $W_{\text{net}} = m\,w_{\text{net}} = -22{,}8\,\mathrm{kJ}$.

☞ Nous avons pris la masse de gaz en compte le plus tard possible. Si nous avions étudié un cycle réalisé en continu comme représenté en figure 7.10, il nous suffirait de remplacer et m par $\dot{m}$ pour obtenir les puissances recherchées en watts.

☞ Il faut investir beaucoup de travail par rapport à la quantité reçue en retour, ce qui est une caractéristique plutôt indésirable que nous quantifierons au chapitre 10 (*cycles moteurs à gaz*) sous le nom de *marge de travail* (10/1).

Le rendement (6/4), enfin, est de $\eta_{\text{moteur}} = \left|\frac{w_{\text{net}}}{q_{\text{in}}}\right| = -\frac{w_{\text{net}}}{q_{2\to3}} = -\frac{-228}{398{,}2} = 57{,}3\,\%$.

☞ Bien que le cycle soit déjà irréalisable en pratique, ce maigre rendement est le plus grand qu'il soit physiquement possible d'atteindre entre les deux températures 600 °C et 100 °C.

☞ Nous aurions aussi pu effectuer ces calculs en utilisant un liquide/vapeur au lieu d'air : cela n'aurait pas modifié les résultats finaux.

7.3.5 Quatre étapes ou quatre temps ?

Les moteurs à pistons sont souvent classés selon leur mode de fonctionnement. Les moteurs à *deux temps* effectuent une détente par tour de vilebrequin (tous les deux mouvements de piston) ; tandis que les moteurs à *quatre temps* (figure 6.14) effectuent une détente tous les deux tours. La distinction porte sur le mode de vidange des gaz brûlés et de leur remplacement par de l'air frais (*cf.* §6.4 p.166).

La transposition du moteur de Carnot à la réalité, dans laquelle il faudra éventuellement vidanger le fluide ou le transvaser dans un cylindre séparé pour son refroidissement, pourra se faire avec deux ou quatre temps au choix de l'ingénieur/e. Ainsi ne peut-on pas associer le cycle de Carnot, même s'il est bien constitué de quatre *étapes*, à l'un ou l'autre de ces deux modes de fonctionnement en particulier.

7.3.6 Le réfrigérateur de Carnot

En inversant le sens de fonctionnement du moteur décrit plus haut, on crée un réfrigérateur, un climatiseur, ou une pompe à chaleur de même efficacité. Le fluide

passe alors par les mêmes états, mais en parcourant le chemin inverse (1-4-3-2-1) comme montré en figure 7.11. La chaleur $Q_{TB} > 0$ est *captée* de la source froide, le travail $W_{\text{net}} > 0$ est *reçu* par la machine, et la chaleur $Q_{TH} < 0$ est rejetée par la machine vers la source à haute température.

Ce cycle permet d'obtenir le rendement maximal (le « moins mauvais » rendement, car il n'est pas infini) d'un système de climatisation ou d'une pompe à chaleur fonctionnant entre deux températures T_H et T_B données.

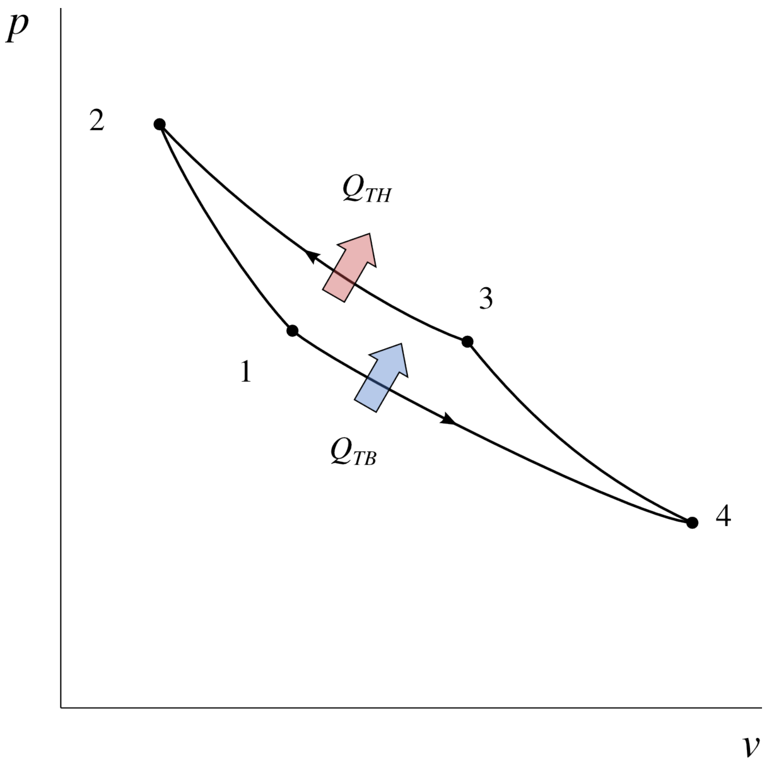


FIGURE 7.11 – Diagramme pression-volume pour un cycle de Carnot inversé, c'est-à-dire en mode de réfrigération (réfrigérateur ou pompe à chaleur), avec un gaz parfait.

7.4 L'échelle de température thermodynamique

7.4.1 L'essentiel à retenir

Kelvin définit une échelle de température, dite de *température absolue*. À l'intérieur d'une machine de Carnot, le rapport des températures maximale T_H et minimale T_B est défini comme égal au rapport des débits sous forme de chaleur, c'est-à-dire :

$$\left|\frac{\dot{Q}_{TH}}{\dot{Q}_{TB}}\right| \equiv \frac{T_H}{T_B} \tag{7/4}$$

par définition, dans une machine de Carnot,

où $\dot{Q}_{TH}$ est le débit de chaleur absorbé ou rejeté à haute température ($\dot{Q}_{TB}$, à basse température),
et où les températures sont absolues (mesurées en K).

Cette équation 7/4 est une définition. On peut donc déterminer la température d'un corps sans devoir utiliser un fluide en particulier. Kelvin étalonne son échelle de sorte que 0 °C = 273,15 K.

Le reste de cette section §7.4 détaille le cheminement qui a mené à cette définition. Il est destiné aux lecteurs curieux, et peut être survolé sans danger par l'étudiant/e ou l'ingénieur/e pressé/e.

7.4.2 Qu'est-ce qu'une échelle en physique ?

Pour quantifier une propriété en physique (par exemple, quantifier « la masse » ou « la couleur »), il faut avoir défini trois choses :

Un degré zéro qui définit ce que représente zéro propriété (zéro masse, zéro pression, etc.) ;

Un étalon arbitraire qui sert de calibre (par exemple, un objet de masse une livre, de longueur un mètre) ;

Une échelle qui permet de *définir* la propriété entre le degré zéro et l'étalon (par exemple, ce qu'est « deux fois plus » ou « deux fois moins » de masse, de lumière, etc.).

7.4.3 Les limites des thermomètres de Celsius et Fahrenheit

Au début du XIXe siècle, les deux échelles de température que nous utilisons aujourd'hui dans la vie courante, celles du suédois Anders Celsius et de l'allemand Gabriel Fahrenheit, sont déjà en usage. Qu'en est-il de ces deux échelles d'un point de vue physique ?

— Le degré zéro est plutôt facile à définir (c'est le point où les corps sont entièrement figés, incapables de fournir de la chaleur) mais ni Fahrenheit ni Celsius ne sont capables de le situer avec certitude ;

— Les étalons de Celsius et Fahrenheit sont sensiblement différents. Celsius choisit le gel de l'eau pure, Fahrenheit de l'eau salée, à pression atmosphérique, et lui attribuent chacun la graduation relative « zéro ».

— Les échelles de Celsius et Fahrenheit, en revanche, sont strictement identiques. En effet, pour *mesurer* les températures autour de leurs étalons, les deux scientifiques mesurent la contraction et la dilatation d'un liquide dans un tube.

> Entre son zéro et l'ébullition de l'eau à pression atmosphérique, Celsius trace 100 graduations [1] ; Fahrenheit, 212 graduations [2].

Le principal problème avec ces deux échelles est que la température n'est bien définie que dans le domaine d'existence des thermomètres à liquide. Quel que soit le fluide utilisé (mercure, alcool, eau), il finit toujours par geler ou bouillir quelque part ; et les graduations ne donnent alors plus d'information utile. Par exemple, Celsius ne peut pas *définir* ou même décrire ce qui permet de reconnaître une température de 1 200 °C.

En plus de cela, les deux échelles sont peu intuitives à utiliser en dessous du gel de l'eau. Pour peu que l'on admette, par exemple, que 40 °C puisse être « deux fois plus de température » que 20 °C, alors à quoi correspondrait une température deux fois plus haute que −10 °C ? [3]

7.4.4 Le thermomètre de William Thomson

William Thomson, ingénieur et physicien écossais, a bien compris ces limites. Il va proposer une échelle de température qui, elle, ne dépend pas du comportement d'un fluide dans un tube.

Thomson s'intéresse de près au cycle de Carnot et il raisonne de la façon suivante : La seule propriété qui confère l'efficacité maximale au moteur de Carnot est le fait qu'il soit réversible. Autrement dit, toutes les machines fondées sur ce cycle et opérant entre deux températures données auront la même efficacité — quels que soient leur carburant, leur cylindrée, leur configuration, ou leur puissance [4]. On pourrait donc se servir de l'efficacité d'un moteur de Carnot comme mesure de la température.

> « Les valeurs absolues de deux températures sont l'une par rapport à l'autre en proportion de la chaleur reçue à la chaleur rejetée dans un moteur thermodynamique parfait travaillant avec une source et un refroidisseur aux plus haute et basse températures respectivement. »
>
> William Thomson, 1854 [15]

La proposition de Thomson est la suivante : soit un corps à une température T_1 (par exemple de mille unités, comme montré en figure 7.12). On y attache un moteur de Carnot, qui va fournir du travail et rejeter de la chaleur à température plus basse T_2. Cette température T_2 est deux fois plus faible que T_1 si le moteur rejette la moitié de la chaleur qu'il reçoit ; elle est quatre fois plus faible lorsqu'il en rejette le quart, etc.

---

1. En fait, Celsius utilise initialement une échelle inversée, allant de 100 °C au gel jusqu'à 0 °C à l'ébullition !

2. Cette graduation est probablement choisie pour se recaler facilement sur sa *première* graduation, étalonnée sur le gel de l'eau pure (32) et la température du corps humain (96). Des étalons fort difficiles à reproduire !

3. Cela revient à poser la question : peut-on écrire $\frac{40\,°C}{20\,°C}$ et est-ce égal à $\frac{80\,°C}{40\,°C}$? La réponse moderne à cette question est non.

4. On pourrait par exemple « allonger » tant qu'on veut les phases de détente isotherme : rien ne fixe *a priori* l'état 3 décrit en figure 7.9).

En termes mathématiques, Thomson propose [1] :

$$\left|\frac{\dot{Q}_{TH}}{\dot{Q}_{TB}}\right| \equiv \frac{T_H}{T_B} \tag{7/4}$$

dans une machine de Carnot (en fait, pour toute machine effectuant une transformation réversible),
où $\dot{Q}_{TH}$ est le débit de chaleur absorbé ou rejeté à haute température ($\dot{Q}_{TB}$, à basse température),
et où les températures sont *absolues* (mesurées en K).

En manipulant les équations 7/4 et 7/1, on peut reformuler la définition de Kelvin comme suit :

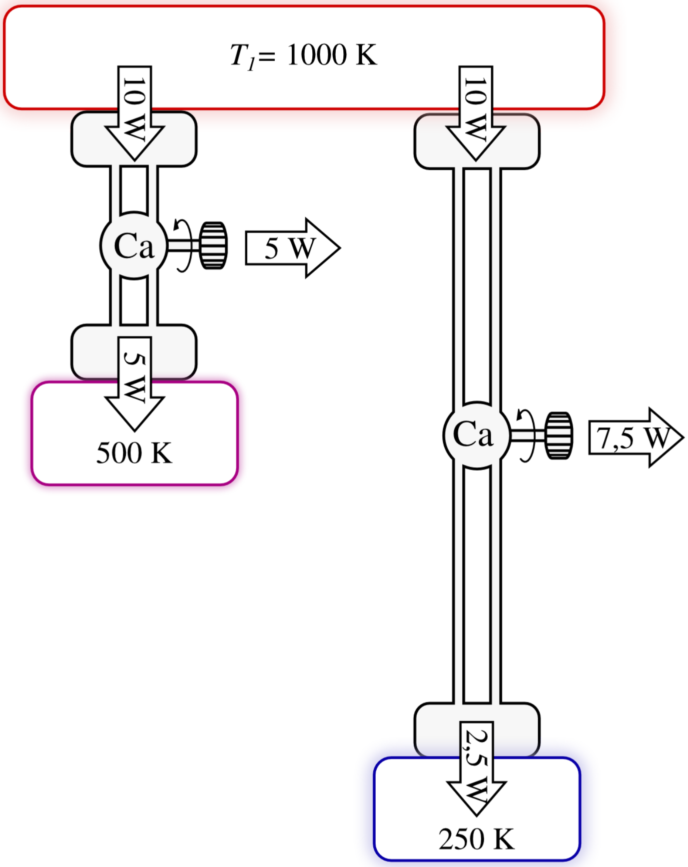


FIGURE 7.12 – Expérience permettant d'illustrer l'échelle de température absolue proposée par William Thomson. Un moteur de Carnot fonctionnant entre 1 000 K et 500 K rejette $\frac{1\,000}{500}$ = 50 % de la chaleur qu'il reçoit. Si la température basse est quatre fois plus faible, ce rejet est quatre fois plus faible ($\frac{1\,000}{250}$) que la chaleur reçue.

Schéma CC-0 o.c.

1. En fait, ce n'est pas si simple. Thomson propose d'abord (en 1848 [9]) une échelle dans laquelle $\frac{\dot{Q}_{TH}}{\dot{Q}_{TB}}$ est proportionnel à la *différence* des températures ; ce qui en fait une échelle logarithmique de notre point de vue actuel. Il se ravise avec l'aide de James Prescott Joule pour obtenir la proposition 7/4 six ans plus tard [14].

> Soit une machine de Carnot fonctionnant entre deux réservoirs thermiques séparés d'un degré de température,
> et à laquelle on fournit une quantité de chaleur Q_{TH} de une unité ;
>
> La température de la source chaude
> est définie comme l'inverse du travail produit.

Les températures dans cette échelle, dite *échelle de température absolue* ou de *température thermodynamique*, sont toujours positives et varient de zéro à l'infini.

7.4.5 Zéro absolu et synchronisation des échelles

Thomson dispose donc d'une *échelle* — une méthode permettant de définir une température « deux fois plus élevée ».

Le zéro de cette échelle correspond bien au degré zéro de température, puisqu'avec l'expérience de la figure 7.12 on dispose alors d'un « gouffre » de température zéro qui permet de détendre les gaz jusqu'à zéro température (on peut ainsi convertir toute l'énergie interne d'un fluide en travail [1]).

> « Cette convention particulière est que la différence de température entre les points de gel et d'ébullition de l'eau sous atmosphère standard est appelée 100 degrés. »
>
> William Thomson, 1854 [15]

Reste le choix d'un étalon. Thomson revient au thermomètre de Celsius et prend le même point de référence (le gel de l'eau pure à pression atmosphérique). Observant que la contraction et la dilatation des fluides reste proportionnelle à leur variation de température absolue, il attribue à ce point de référence une valeur qui permet de conserver la même graduation thermométrique que Celsius. Pour cela, il faut que les températures 100 °C et 0 °C, dont on sait qu'elles permettent un rendement maximal de 26,8 %, correspondent à des températures en K espacées de 100 unités. Le calcul est simple – l'étudiant/e est d'ailleurs encouragé/e à le reproduire – et Thomson obtient la relation :

$$0\,°\mathrm{C} = 273{,}15\,\mathrm{K} \tag{7/5}$$

William Thomson, alors déjà lancé dans une carrière de scientifique époustouflante, a trente ans lorsqu'il publie son échelle de température en 1854. En 1892 il sera sacré *Premier Baron Kelvin* [2] ; c'est sous ce nom qu'il est connu aujourd'hui. L'unité *Kelvin* (K) est officiellement attribuée à la température absolue en 1948.

Le travail de Kelvin permet donc de séparer définitivement le concept de température des fluides réels ou imaginaires comme auparavant avec l'ébullition de l'eau ou le volume des gaz parfaits (§1.4.1 & §4.1.1) ; la voilà rattachée à une expérience physique précise et quantitative.

1. On peut prendre une machine de Carnot avec $T_B = 0\,\mathrm{K}$. Le transfert de chaleur à la source froide est alors inutile puisque l'on a effectué une détente infinie ($3 \to 4$) pour obtenir une température de zéro. Q_{TB} est alors nul, et on retrouve bien un rendement de 100 %.
2. On dira même *The Right Honourable First Lord Kelvin of Largs, of the Order of Merit, the Royal Victorian Order, and of Her Majesty's Most Honourable Privy Council* !

Exemple 7.2

Pour illustrer la nature de l'échelle de Kelvin, nous effectuons l'expérience conceptuelle suivante. Nous sommes munis d'un moteur de Carnot et d'un étalon : un bloc de titane solide que nous savons fondre à 1 668 °C. Nous faisons fonctionner la machine entre la température étalon et un objet dont nous cherchons à mesurer la température. La machine absorbe 200 W et produit 45 W sous forme de travail. Quelle est la température de l'objet ?

Le moteur absorbe $\dot{Q}_{\text{in}} = 200\,\text{W}$, produit $\dot{W}_{\text{net}} = -45\,\text{W}$; il rejette donc $\dot{Q}_{\text{out}} = -\dot{Q}_{\text{in}} - \dot{W}_{\text{net}} = -155\,\text{W}$.
Par définition, les températures absolues sont telles qu'elles correspondent aux transferts de chaleur d'un moteur de Carnot : $\frac{T_H}{T_B} = \left|\frac{\dot{Q}_{\text{in}}}{\dot{Q}_{\text{out}}}\right|$ (7/4). Ainsi $T_B = -\frac{\dot{Q}_{\text{out}}}{\dot{Q}_{\text{in}}} T_H = -\frac{-155}{200}(1\,668 + 273{,}15) = 1\,504{,}4\,\text{K} = 1\,231{,}2\,°\text{C}$.

☞ On voit ici que Kelvin s'est servi de la machine de Carnot comme thermomètre. Pour en construire la graduation, il a effectué cette expérience entre les deux étalons 100 °C et 0 °C, et fait en sorte de les séparer par cent intervalles en unités absolues.

7.5 Efficacité maximale des machines

La définition de la température détaillée en 7/4 nous permet de revenir aux machines thermiques et d'apporter une réponse simple aux questions que se posait Carnot.

7.5.1 Efficacité du moteur de Carnot

Lors du chapitre précédent (§6.3.1), nous avons vu que le rendement d'un moteur était le rapport entre le travail produit (transfert utile, $\dot{W}_{\text{net}}$) et la chaleur reçue (dépense énergétique, $\dot{Q}_{\text{in}}$). Nous avions transformé cette expression en une autre dont l'appréhension était moins facile :

$$\eta_{\text{moteur}} = 1 - \left|\frac{\dot{Q}_{TB}}{\dot{Q}_{TH}}\right| \tag{6/5}$$

pour tout moteur thermique.

« Ainsi nous sommes conduits à établir la proposition générale que voici : *La puissance motrice de la chaleur est indépendante des agens mis en œuvre pour la réaliser ; sa quantité est fixée uniquement par les températures des corps entre lesquels se fait en dernier résultat le transport du calorique.* »

Sadi Carnot, 1824 [4]

« Notre objectif doit être toujours *d'augmenter les températures et les pressions jusqu'à leurs limites pratiques les plus hautes.* »

Rudolf Diesel, 1893 [23, 24]

Dans le cas d'une machine de Carnot, avec la relation 7/4, cette expression prend tout son sens en devenant :

$$\eta_{\text{moteur Carnot}} = 1 - \frac{T_B}{T_H} \tag{7/6}$$

pour un moteur thermique réversible,

et où les températures sont absolues (K).

Cette expression 7/6 est si remarquable qu'il nous faut nous y arrêter quelques instants.

La réponse à la question que se posait Carnot, « quelle quantité maximale de travail, en théorie, peut-on obtenir de la combustion d'une quantité donnée de charbon ? » est ici – et elle est stupéfiante : **cela ne dépend que des températures haute et basse du moteur** !

Deux remarques importantes s'imposent ici.

— Premièrement, cette efficacité n'est pas de 100 %. Pourtant, nous parlons bien ici de machines sans frottement, sans fuites, et aux mouvements infiniment lents. Par contraste, rien n'empêche un moteur électrique ou un alternateur d'atteindre une efficacité de 100 % si l'on peut s'affranchir de tous frottements.

  Ainsi, avant même d'avoir abordé les inévitables difficultés technologiques dans la mise en place des moteurs réels, l'ingénieur/e motoriste est limité/e par la nature fondamentale de la chaleur dans ce qu'il ou elle peut obtenir de sa machine. Dans les chapitres suivants, nous aborderons les irréversibilités observées dans les moteurs réels, qui réduiront encore le rendement calculé ci-dessus.

— Secondement, cette équation est un argument fort pour augmenter la température de combustion dans les moteurs.

  En effet, en pratique la température basse T_B est bornée par celle de l'air ambiant. Le seul paramètre restant pour augmenter le rendement d'un moteur idéal est la température T_H. Cette relation explique les efforts surprenants déployés par les concepteurs de moteurs pour utiliser de grandes températures (et de façon correspondante, de grandes pressions), même si les moteurs réels sont loin d'être réversibles.

Pour résumer, nous répondrons ainsi à la question de Carnot : plus la température à laquelle est brûlé le charbon est haute, plus la température ambiante est basse, et moins les pertes en chaleur – *inévitables* – du moteur seront grandes.

Exemple 7.3

La température maximale atteignable dans un moteur est de 600 °C, et la température à la quelle sont rejetés les gaz d'échappement est de 100 °C. Quel est le rendement maximal atteignable par le moteur ?

Pour atteindre la conversion la plus efficace, il faudrait que le moteur soit réversible. On aurait alors, avec l'équation 7/6 : $\eta_{\text{moteur}} = \eta_{\text{moteur Carnot}} = 1 - \frac{T_B}{T_H} = 1 - \frac{100+273{,}15}{600+273{,}15} = 57{,}3\,\%$.

☞ Attention à bien utiliser des températures absolues – l'erreur serait ici impardonnable.

☞ Toutes les spécificités technologiques du moteur (cylindrée, méthode d'injection, etc.) peuvent éventuellement le rapprocher de ce rendement, mais jamais l'amener au delà.

☞ Nous avons bien sûr retrouvé le résultat obtenu dans l'exemple 7.1 p.195, avec un calcul beaucoup plus simple.

7.5.2 Efficacité du réfrigérateur de Carnot

Nous avons vu en §6.3.2 que l'efficacité d'un réfrigérateur était la comparaison entre la chaleur extraite de la source froide (transfert utile, $\dot{Q}_{\text{in}}$) et le travail consommé (dépense énergétique, $\dot{W}_{\text{net}}$). Nous avions exprimé cette efficacité avec l'obscure expression :

$$\eta_{\text{réfrigérateur}} = \frac{1}{\left|\frac{\dot{Q}_{TH}}{\dot{Q}_{TB}}\right| - 1} \tag{6/7}$$

pour tout réfrigérateur.

Lorsqu'il s'agit d'un réfrigérateur de Carnot, cette efficacité est fonction de la température uniquement (7/4) et l'on a ainsi :

$$\eta_{\text{réfrigérateur Carnot}} = \frac{1}{\frac{T_H}{T_B} - 1} \tag{7/7}$$

pour un réfrigérateur réversible,
et où les températures sont absolues (K).

Les mêmes remarques que plus haut s'appliquent ici : D'une part, le rendement d'un réfrigérateur ou d'un climatiseur n'atteint jamais l'infini (un réfrigérateur de COP infini fonctionnerait sans apport de travail). D'autre part, cette efficacité est d'autant plus faible que la température de réfrigération T_B est basse. Autrement dit, lorsque l'on refroidit un objet avec un réfrigérateur idéal, la sélection d'une température plus basse est plus coûteuse non seulement parce qu'il faut extraire plus de chaleur de l'objet, mais aussi parce que l'efficacité de l'extraction diminue.

Exemple 7.4

Un réfrigérateur doit amener la chambre froide à −15 °C dans une pièce à 25 °C. Quel est le rendement maximal atteignable ?

L'efficacité maximale serait atteinte avec un réfrigérateur réversible, ce qui nous permettrait d'obtenir, avec l'équation 7/7, $\eta_{\text{réfrigérateur}} = \eta_{\text{réfrigérateur Carnot}} = \frac{1}{\frac{T_H}{T_B}-1} = \frac{1}{\frac{25+273,15}{-15+273,15}-1} = 6{,}45$.

☞ En effectuant le même calcul entre les températures 185 °C et 225 °C, on obtient un rendement de 11,45 : celui-ci dépend non seulement de l'écart entre les températures mais aussi de leurs valeurs absolues.

7.5.3 Efficacité de la thermopompe de Carnot

Nous avons vu au §6.3.3 que le rendement (ou « COP ») d'une pompe à chaleur est défini comme le rapport de la chaleur fournie à haute température sur le travail consommé (6/8). Nous avions alors transformé cette définition avec l'expression :

$$\eta_{\text{thermopompe}} = \frac{1}{1 - \left|\frac{\dot{Q}_{TB}}{\dot{Q}_{TH}}\right|} \qquad (6/9)$$

pour toute thermopompe.

Avec la relation 7/4, nous pouvons exprimer cette efficacité uniquement en fonction des températures haute et basse :

$$\eta_{\text{thermopompe Carnot}} = \frac{1}{1 - \frac{T_B}{T_H}} \qquad (7/8)$$

pour une pompe à chaleur réversible,
et où les températures sont absolues (K).

Comme pour un réfrigérateur, le COP d'une pompe à chaleur ne peut pas être infini : il est borné par les températures extrêmes atteintes dans le cycle. Plus la chaleur Q_{out} est délivrée à haute température, plus le rendement maximal que l'on puisse atteindre est faible.

Exemple 7.5

Une pompe à chaleur est utilisée pour chauffer de l'eau à 120 °C dans un environnement à −5 °C. Quel est le rendement maximal atteignable ?

L'efficacité maximale serait atteinte avec une pompe à chaleur réversible, ce qui nous permettrait d'obtenir, avec l'équation 7/8, $\eta_{\text{thermopompe}} = \eta_{\text{thermopompe Carnot}} = \frac{1}{1-\frac{T_B}{T_H}} = \frac{1}{1-\frac{-5+273,15}{120+273,15}} = 3{,}15$.

7.6 Un peu d'histoire : le rêve de Rudolf Diesel

C'est l'histoire d'un moteur né dans la marge d'un cours de thermodynamique. « *Kann man Dampfmaschinen konstruieren, welche den vollkommenen Kreisprozess ausführen, ohne zu sehr kompliziert zu sein?* » : peut-on construire des machines à vapeur capables d'effectuer le cycle idéal sans être trop complexes ? L'étudiant Rudolf Diesel se pose la question en marge de ses notes en 1878 à Munich, ayant réalisé que le cycle moteur suivi par les machines à vapeur de son époque les condamne irrémédiablement à des rendements médiocres.

Ainsi va mûrir au fil des années le concept d'un *moteur à chaleur rationnel*, dont les caractéristiques seront finalement publiées en 1893 [23, 24]. Rudolf Diesel est sans équivoque : « un examen de leur théorie de fonctionnement montrera que les moteurs à gaz et à air fonctionnent sur la base d'un principe défectueux, et aucune amélioration ne produira de meilleurs résultats tant que ce principe est retenu ». Il n'est pas plus tendre avec les concepteurs des moteurs à vapeur.
Les principaux traits du moteur proposé découlent strictement de préceptes physiques : il s'agit de s'approcher au plus près du cycle de Carnot, en « *produi[sant] la température la plus haute du cycle (la température de combustion) non pas par et pendant la combustion, mais avant et indépendamment d'elle, entièrement par la compression d'air ordinaire* ». S'en suit une combustion à température constante, contrôlée par injection progressive de carburant. Seules la vidange et l'admission (effectuées à pression constante avec un cycle à quatre temps) s'éloignent du cycle de Carnot.

Les caractéristiques annoncées sur le papier donnent à réfléchir : la pression maximale de compression doit être au moins de $p_2 = p_1 \left(\frac{T_{\text{combustion}}}{T_{\text{initiale}}}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}$ (4/37), ce qui mène Rudolf Diesel à 300 bar – vingt fois plus que les moteurs existants ! Le concept de l'injection directe, que les hautes températures atteintes pendant la compression rendent nécessaire afin d'éviter une combustion prématurée, est



FIGURE 7.13 – Rudolf Diesel en 1883.

Photo d'auteur inconnu (domaine public)

convaincant. Toutefois, il manque bien des détails sur la manipulation de la poudre de charbon – carburant choisi par Rudolf Diesel pour son abondance et son faible coût – qui permettra en pratique son injection directe dans les cylindres.

Malgré tout, Rudolf Diesel, après un début de carrière remarqué dans la conception de systèmes de réfrigération, réussit à convaincre l'entreprise *Maschinenfabrik Augsburg-Nürnberg*, connue aujourd'hui sous le nom de MAN, de financer ses recherches. Elles seront difficiles : le passage de la théorie à la pratique pendra quatre ans. Beaucoup d'ambitions sont revues à la baisse : la pression maximale descend à 90 puis 40 bar, la poudre de charbon est abandonnée au profit d'une huile peu raffinée de manipulation plus simple. Comme ce sont les limites structurelles du moteur qui contraignent le cycle, la combustion isotherme est remplacée par une isobare à pression maximale. Le second prototype, un mono-cylindre de près de trois mètres de hauteur (figure 7.14), est le premier à fonctionner de façon autonome : huit minutes en février 1894. Les performances du troisième prototype (figure 7.15) seront mesurées indépendamment en 1897 : 17 ch à 154 rpm, et un rendement de 26,2 %. Cette efficacité était deux fois supérieure à celle de ses contemporains à combustion interne, et quatre fois supérieure à celle des meilleurs moteurs à vapeur !

MAN met rapidement en vente le *moteur rationnel*, rebaptisé *Diesel*, qui connaîtra un succès progressif en Europe. Sa régularité en fonctionnement, sa fiabilité et surtout sa faible consommation justifient son important coût d'achat : à cause des matériaux et de la précision de fabrication qu'il requiert, son prix par watt de puissance est environ trois fois supérieur à ses concurrents. Les brevets déposés par Rudolf Diesel lui assurent un revenu important.



FIGURE 7.14 – Le second prototype développé chez MAN par Rudolf Diesel, et le premier à fonctionner de façon autonome, en février 1894. Il n'y a qu'un cylindre de 22 cm de diamètre, et l'injection directe de carburant se fait par un circuit d'air comprimé. Le moteur est aujourd'hui exposé au siège de l'entreprise MAN.

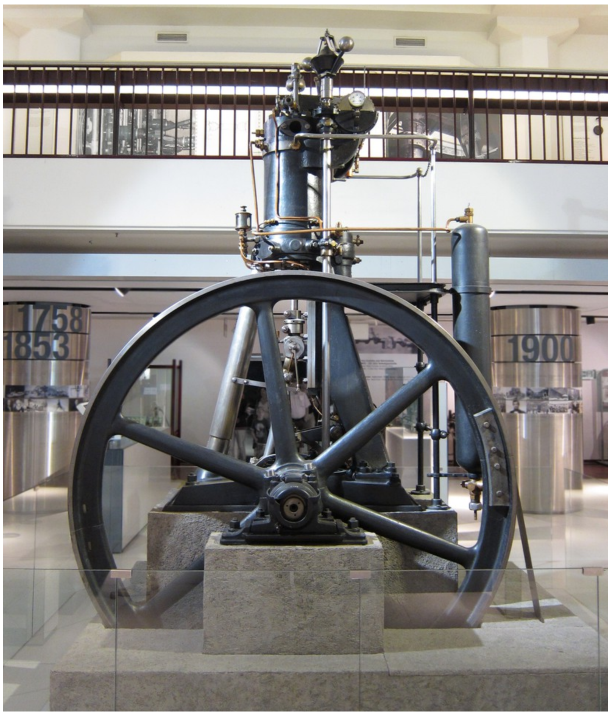


Figure 7.15 – Le troisième prototype de Diesel, et le premier moteur opérationnel. La course du cylindre de 25 cm de diamètre atteint 40 cm. Il sera mis sur banc d'essai à l'université technique de Munich où il atteindra 26,2 % d'efficacité en 1897. Il est exposé au *Deutsches Museum*.

Les nombreux documents laissés derrière lui font de Diesel un personnage attachant : cultivé, appliqué et intelligent (il majore toutes ses promotions), il a un ressenti très fin des bouleversements économiques et sociaux provoqués par la mécanisation rapide de l'industrie et des transports à la fin du XIXe siècle [33, 34, 41]. Après une enfance rude et misérable, chassé de France puis d'Angleterre, il nourrit un fort idéal social qui le mènera à écrire *Solidarismus* (« *le salut rationnel et économique de l'humanité* », 1903 [25]). Pour lui, la décentralisation de la production de puissance mécanique, pour les petites entreprises ou collectifs par exemple, constituerait une avancée sociale déterminante.

En dépit du succès remarquable rencontré en quinze années, Rudolf Diesel peine à trouver l'épanouissement. Il sera constamment la cible de conflits juridiques, ses critiques et concurrents avançant – sans avoir tout à fait tort – que les moteurs qu'il commercialise sont finalement très éloignés de la machine décrite dans son brevet. Les montées nationalistes préalables au déclenchement de la première guerre mondiale l'ébranlent. Piètre gestionnaire financier, il multiplie les dépenses déraisonnables et les investissements ruineux et, surtout, il est accablé de fortes migraines et de problèmes médicaux. En 1913 l'homme semble torturé par ses propres questionnements éthiques et philosophiques. Ses moteurs produisent exclusivement de la puissance dans les usines et les centrales électriques : contribuent-ils finalement à l'émancipation ou au maintien des classes ouvrières ? Il met fin à sa vie en septembre.



Figure 7.16 – Un moteur Diesel *Sulzer RTA76* à neuf cylindres dégageant 25 MW de puissance à 95 rpm. Cet exemplaire est installé ici dans une usine mais le modèle est couramment utilisé pour propulser des navires marchands.

La disparition tragique de son concepteur ne suffira pas à ralentir la progression du moteur Diesel. Les obstacles technologiques à son adoption dans les transports, en particulier le délicat système d'injection du carburant, sont surmontés un à un. Aujourd'hui, il est utilisé partout où les contraintes d'économie et de durabilité priment sur la légèreté et la réactivité.
Dans les navires marchands, des moteurs Diesel hauts de plusieurs étages fonctionnent selon des cycles à deux temps fortement turbocompressés. Dans ces moteurs dépassant 2 000 t et 18 000 ch (figure 7.16), les cylindres glissent lentement sur des courses de plus de deux mètres, permettant une combustion quasi-isotherme à 80 rpm et une efficacité dépassant 50 %.
À l'autre extrémité du spectre, les Diesels propulsant les plus petits véhicules utilitaires bénéficient de nombreux systèmes permettant d'augmenter leur réactivité et d'étendre leurs gammes de puissance et de couple. Dans ces minuscules machines de 80 ch tournant au delà de 2 000 rpm, les systèmes électroniques de contrôle effectuent jusqu'à quatre injections de carburant à 2 000 bar directement dans le cylindre pour chaque combustion, optimisant la combustion en fonction de la puissance demandée [44].

Au final, il n'est probablement pas un produit de l'industrie que nous ne fabriquions aujourd'hui dont les matériaux ou composants n'aient été puisés, assemblés et transportés sans l'apport de puissance d'un moteur Diesel. Un bel accomplissement pour un étudiant curieux !

7.7 Exercices

Les propriétés de l'eau sont toutes tabulées dans les abaques n°1, 2 et 3.

L'air est modélisé comme un gaz parfait.

$c_{v(\text{air})} = 718\,\text{J}\,\text{kg}^{-1}\,\text{K}^{-1}$ $R_{\text{air}} = 287\,\text{J}\,\text{kg}^{-1}\,\text{K}^{-1}$

$c_{p(\text{air})} = 1\,005\,\text{J}\,\text{kg}^{-1}\,\text{K}^{-1}$ $\gamma_{\text{air}} = 1{,}4$

Nous admettons que pour une évolution adiabatique réversible (sans apport de chaleur et infiniment lente) les propriétés de l'air suivent les trois relations suivantes :

$$\left(\frac{T_1}{T_2}\right) = \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^{\gamma-1} \qquad (4/36)$$

$$\left(\frac{T_1}{T_2}\right) = \left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \qquad (4/37)$$

$$\left(\frac{p_1}{p_2}\right) = \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^{\gamma} \qquad (4/38)$$

Nous admettons également que lors d'une évolution isotherme réversible (à température constante et infiniment lente) d'un gaz parfait, le transfert de travail engendré en système ouvert ou fermé s'exprime selon la relation :

$$w_{1\to 2} = R\,T_{\text{cste.}} \ln\left(\frac{p_2}{p_1}\right) = R\,T_{\text{cste.}} \ln\left(\frac{v_1}{v_2}\right) \qquad (4/29)$$

Nous admettons enfin que les efficacités des machines thermiques basées sur un cycle de Carnot s'expriment en fonction des températures absolues ainsi :

$$\eta_{\text{moteur Carnot}} = 1 - \frac{T_B}{T_H} \qquad (7/6)$$

$$\eta_{\text{réfrigérateur Carnot}} = \frac{1}{\frac{T_H}{T_B} - 1} \qquad (7/7)$$

$$\eta_{\text{thermopompe Carnot}} = \frac{1}{1 - \frac{T_B}{T_H}} \qquad (7/8)$$

E 7.1 Efficacité maximale d'un moteur

Quelle est l'efficacité maximale qu'une centrale à vapeur puisse atteindre en fonctionnant dans l'atmosphère à température ambiante (15 °C), avec une température maximale de 800 °C ?

E 7.2 Efficacité maximale d'un réfrigérateur

Quelle est l'efficacité maximale théorique qu'un congélateur domestique pourrait atteindre en fonctionnant entre les températures de −6 °C et 20 °C ?

Pour quelle(s) raison(s) le COP atteint par les congélateurs usuels (environ 3) est-il inférieur à cette valeur ?

E 7.3 Efficacité maximale d'une thermopompe

Une personne souhaite installer une pompe à chaleur pour chauffer son domicile avec une puissance de 10 kW.

1. Expliquez brièvement pourquoi la performance d'une pompe à chaleur s'exprime selon :

$$\eta_{\text{thermopompe}} = \left|\frac{\dot{Q}_{\text{out}}}{\dot{W}_{\text{net}}}\right| \qquad (7/9)$$

2. Estimez la consommation minimale théorique de la pompe un soir de grand froid ($T_{\text{ext.}} = -12\,°\text{C}$; $T_{\text{int.}} = 20\,°\text{C}$).
3. Quelle sera la consommation minimale de la pompe à chaleur lorsque les températures interne et externe seront de 17 °C et 16 °C respectivement ?
4. Quelle sera la consommation minimale théorique de la pompe dans le cas où les températures interne et externe sont identiques ? Que se passe-t-il en théorie si la température externe est plus grande qu'à l'intérieur ?

E 7.4 Cycle de Carnot

Comme ce cycle joue un rôle central en thermodynamique, il est utile de savoir le décrire précisément :

1. Décrivez brièvement les quatre phases d'un cycle moteur de Carnot, en décrivant le sens des transferts de chaleur.
2. Pourquoi les transferts de chaleur sont-ils isothermes ?
3. Est-il préférable d'utiliser un gaz parfait ou un mélange liquide-vapeur pour effectuer ce cycle ?
4. Quels problèmes pratiques le cycle de Carnot pose-t-il ?

E 7.5 Moteur de Carnot à vapeur

On tente de mettre en place une centrale à vapeur basée sur le cycle de Carnot pour fabriquer de l'électricité (figure 7.17). La chaudière fonctionne à la température maximale de 275 °C et admet de l'eau à l'état de liquide saturé. Lorsque l'eau sort de la chaudière et rentre dans la turbine, elle est à l'état de vapeur saturée.

1. Tracez le cycle suivi par l'eau sur un diagramme pression-volume, de façon qualitative (c'est-à-dire sans représenter les valeurs numériques) et en y indiquant la courbe de saturation.
2. À quelle pression faudrait-il refroidir l'eau pour obtenir un rendement de 40 % ?
3. Quelle serait la puissance fournie par l'installation si son débit massique était de 9 $kg\,s^{-1}$?
4. À quoi ressembleraient le cycle et la machine si l'on continuait à chauffer la vapeur à température constante de 275 °C à la sortie de la chaudière ? Comment varierait alors l'efficacité du moteur ?

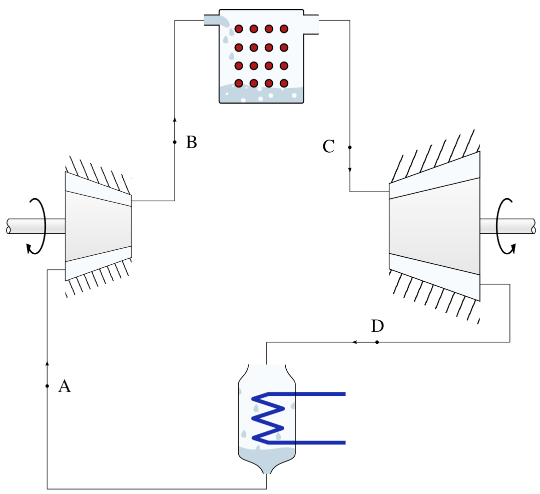


FIGURE 7.17 – Représentation schématique d'une centrale à vapeur fonctionnant avec le cycle de Carnot.

E 7.6 Réversibilité des machines

Montrez brièvement que l'on ne peut pas concevoir de pompe à chaleur de rendement supérieur à celui atteint par une machine réversible, par exemple de la même façon que nous l'avons fait avec un moteur en figure 7.7 p.189.

E 7.7 Moteur à turbine idéal

Un groupe d'ingénieurs dans un bureau d'études travaille sur la conception d'un moteur à air, fonctionnant en régime continu à l'aide de turbines et de compresseurs.

Les ingénieurs utilisent le cycle de Carnot pour point de départ. Ils prévoient de pouvoir effectuer l'apport de chaleur à température de 600 °C et le rejet de chaleur à température de 20 °C. La pression est de 1 bar à l'entrée du compresseur adiabatique et de 30 bar à l'entrée de la turbine adiabatique. Ces caractéristiques confèrent au moteur une puissance mécanique spécifique de 70 $kJ\,kg^{-1}$.

1. Représentez schématiquement l'agencement général de ce moteur hypothétique, en y montrant le circuit suivi par l'air, et tous les transferts de chaleur et de travail.
2. À partir de la définition du rendement d'un moteur, montrez que l'efficacité d'un moteur réversible est quantifiable selon l'équation

$$\eta_{\text{moteur Carnot}} = 1 - \frac{T_B}{T_H} \qquad (7/6)$$

3. Quelle puissance sous forme de chaleur faudra-il fournir au moteur ?
4. Quelle sera alors la puissance rejetée sous forme de chaleur ?

Bien sûr, le cycle de Carnot est impraticable dans une application industrielle et le groupe d'ingénieurs adopte immédiatement une modification, car pour pouvoir effectuer l'apport de chaleur par combustion interne, il est nécessaire de vidanger ensuite l'air du moteur. Ainsi, dans le moteur modifié, la détente dans la turbine adiabatique est interrompue lorsque la pression atteint 1 bar, et l'air « usagé » est alors rejeté dans l'atmosphère. Le reste du moteur n'est pas affecté.

5. Représentez le cycle du moteur sur un diagramme pression-volume, de façon qualitative, en le comparant à celui du cycle de Carnot.
6. Quelle est la température de l'air lorsqu'il est rejeté du moteur ?
7. Quelle est ainsi la réduction de la puissance de la turbine adiabatique par rapport au moteur idéal ?
8. Quelle puissance mécanique est économisée par la suppression du compresseur qui effectuait le rejet de chaleur ?
9. Quelle est désormais l'efficacité du moteur ?

E 7.8 Irréversibilités dans un réfrigérateur

Nous nous proposons d'étudier le fonctionnement d'un réfrigérateur en partant d'un cycle théorique permettant un rendement maximal.

Le réfrigérateur fonctionne strictement sur un cycle de Carnot, en régime continu, avec un mélange liquide-vapeur.

1. Représentez le cycle de réfrigération sur un diagramme pression-volume, en indiquant le sens des transferts de chaleur et de travail.

Bien sûr, en pratique, la compression et la détente adiabatiques ne peuvent pas être effectuées de façon réversible.

2. Représentez le cycle irréversible sur le diagramme pression-volume.
3. De quelle façon variera chacun des transferts de chaleur et de travail par rapport au cas théorique ?
4. Montrez brièvement que ces variations conduisent à une baisse du rendement (le COP) du réfrigérateur.

E 7.9 Réfrigération par étages

Une usine chimique utilise un système de réfrigération pour contrôler la température de produits dangereux. Nous cherchons à étudier le système de réfrigération le moins inefficace pour l'équiper, ici basé sur le cycle de Carnot avec un gaz parfait.

La température minimale de réfrigération est de $-50\,°C$ et la chaleur est rejetée à $40\,°C$.

En étudiant les propriétés du cyle de Carnot, un/e ingénieur/e débutant/e constate que le rendement du réfrigérateur augmente si la température de rejet de chaleur est abaissée (équation 7/7 p.204).

Il/elle propose de configurer le réfrigérateur de telle sorte qu'il rejette de la chaleur à $10\,°C$ seulement. Cette chaleur à $10\,°C$ serait à son tour captée par une pompe à chaleur qui la mènerait enfin à $40\,°C$.

1. Montrez que si le réfrigérateur fonctionne sur un cycle réversible, la modification proposée ne pourra qu'augmenter (ou au mieux, garder identique) la consommation totale du système de réfrigération.
2. Représentez le cycle du réfrigérateur et de la pompe à chaleur telle que le propose l'ingénieur/e, sur un même diagramme pression-volume, de façon qualitative.
3. Représentez, sur un diagramme pression-volume, les cycles qui seraient suivis dans les deux machines si leurs phases de détentes étaient adiabatiques (sans transfert de chaleur) mais non-réversibles.

E 7.10 Moteur essence basé sur un cycle de Carnot

On souhaite quantifier la consommation d'essence minimale que pourrait engendrer un moteur automobile à pistons-cylindres générant $100\,kW$ de puissance (environ $130\,ch$), étant donné quelques contraintes pratiques imposées par le faible volume disponible et les limites de poids :

- Le taux de compression (c'est-à-dire le rapport $\frac{v_{max.}}{v_{min.}}$) est de 12 lors des phases adiabatiques (afin de limiter les contraintes mécaniques) ;
- La température maximale est de $1\,300\,K$ (imposée par la résistance des matériaux) ;
- Le moteur a quatre cylindres effectuant chacun 400 cycles par minute.

Le moteur est alimenté par de l'essence dont la chaleur spécifique de combustion est de $40\,MJ\,kg^{-1}$.

Si l'on considère le meilleur moteur que l'on puisse concevoir :

1. À quelle température la chaleur serait-elle rejetée ?
2. Quel serait le rendement du moteur ?
3. Quelle serait la quantité de chaleur à fournir pour chaque combustion, et la masse de carburant correspondante ?
4. Quelle serait la consommation horaire d'essence ?

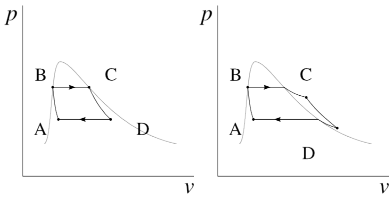
Résultats

E 7.1 $\eta_{max.} = 73{,}1\,\%$ (7/6, cf. exemple 7.3 p.204).

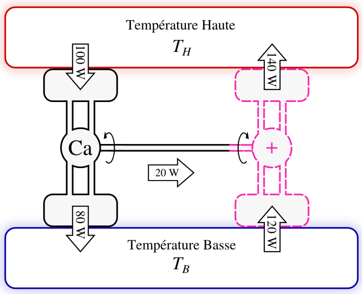
E 7.2 1) $\text{COP}_{max.} = 10{,}3$ (7/7, cf. exemple 7.4 p.205) ; 2) Compressions et détentes non réversibles (ainsi $w_{4\to3} + w_{2\to1} > 0$), en particulier si une soupape est utilisée (§6.2.3 p.157) ; transferts de chaleur non-isothermes.

E 7.3 1) cf. §6.3.3 p.164 ; 2) $\dot{W}_{net} = \frac{\dot{Q}_{out}}{\eta_{max.}} = +1{,}09\,\text{kW}$; 3) $\dot{W}_{net} = +34{,}5\,\text{W}$ (!) 4) $\dot{W}_{net} = 0\,\text{W}$; et lorsque $T_{ext.} > T_{int.}$, $\dot{W}_{net}$ devient négatif : la thermopompe fonctionne comme un moteur…

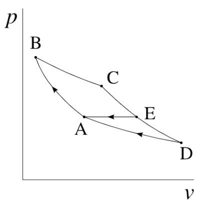
E 7.4 1) cf. §7.3.4 p.191, et en particulier les figures 7.9 et 7.10 ; 2) cf. §7.3.3 p.190 ; 3) Cela n'a aucune importance ! 4) Son encombrement, son rapport des puissances sont très grands, et sa puissance est infiniment faible…

E 7.5 

Nous voyons que lorsqu'il est effectué sous la courbe de saturation, le cycle de Carnot est déjà moins complexe à réaliser en pratique, puisque les transferts de chaleur se font à pression constante (et ne nécessitent ainsi pas de pièce mobile) ; 2) $T_B = (1-\eta)T_H = 55{,}74\,°\text{C}$; ainsi par interpolation entre 55 et 60 °C on obtient $p_{sat.\ 55{,}74\,°C} = 0{,}1285\,\text{bar}$. Le condenseur est donc dépressurisé ;
3) $q_{in} = h_{LV\,275\,°C} = +1\,574{,}3\,\text{kJ}\,\text{kg}^{-1}$: on obtient $\dot{W}_{net} = -\dot{m}\eta q_{in} = -566{,}7\,\text{kW}$;
4) La puissance spécifique et la complexité de la machine augmenteront, mais l'efficacité sera inchangée !

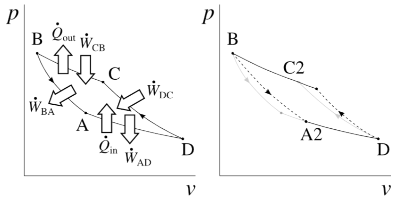
E 7.6 

Une telle pompe à chaleur pourrait être alimentée par un moteur de Carnot ; l'ensemble formerait une machine capable de porter de la chaleur depuis T_B jusqu'à T_H sans apport de travail extérieur (avec les valeurs arbitraires montrées ici, $\dot{Q}_{out\ ensemble} = -40\,\text{W}$).

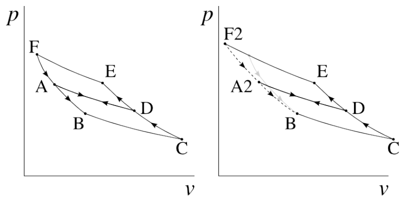
E 7.7 

1) C'est l'agencement représenté en figure 7.10 p.194 ; 2) En partant de l'équation 6/4 : $\eta_{moteur} \equiv \left|\frac{\dot{W}_{net}}{\dot{Q}_{in}}\right| = -\frac{\dot{W}_{net}}{\dot{Q}_{in}} = -\frac{-\dot{Q}_{in}-\dot{Q}_{out}}{\dot{Q}_{in}} = 1 + \frac{\dot{Q}_{out}}{\dot{Q}_{in}} = 1 - \left|\frac{\dot{Q}_{out}}{\dot{Q}_{in}}\right| = 1 - \left|\frac{\dot{Q}_{TH}}{\dot{Q}_{TB}}\right|$; Avec la définition 7/4 p.200 on arrive à l'équation 7/6

demandée ; 3) $q_{\text{in}} = -\frac{w_{\text{net}}}{\eta_{\text{moteur}}} = +105{,}4\,\text{kJ}\,\text{kg}^{-1}$; 4) $q_{\text{out}} = -w_{\text{net}} - q_{\text{in}} = -35{,}4\,\text{kJ}\,\text{kg}^{-1}$; 6) Le compresseur isotherme est supprimé, la turbine adiabatique est tronquée. $T_E = T_C \left(\frac{p_E}{p_C}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} = 330{,}4\,\text{K} = 57{,}3\,°\text{C}$ (4/37) ; 7) $w_{\text{perdue}} = w_{\text{turbine isentropique 1}} - w_{\text{turbine isentropique 2}} = -37{,}54\,\text{kJ}\,\text{kg}^{-1}$; 8) $w_{\text{économisée}} = w_{\text{compresseur isentropique}} = +35{,}4\,\text{kJ}\,\text{kg}^{-1}$; 9) $\eta_{\text{moteur 2}} = 64{,}4\,\%$, soit -2 points, fort honorable au vu de la simplification considérable de la machine !



E 7.8 3) $w_{1\to4}$ diminue, $w_{4\to3}$ et $w_{3\to2}$ augmentent, $w_{2\to1}$ diminue ; $q_{3\to2}$ augmente et $q_{1\to4}$ diminue ; 4) Comme w_{net} augmente et que $q_{\text{in}} = q_{1\to4}$ diminue, le COP $= \frac{q_{\text{in}}}{w_{\text{net}}}$ diminue nécessairement.



E 7.9 1) Gageons que l'étudiant/e aura fait mieux que l'ingénieur/e débutant/e de l'exercice : avec deux systèmes réversibles en série pompant une quantité q_{in} de chaleur à température $T_1 = -50\,°\text{C}$, avec température d'échange $T_2 = 10\,°\text{C}$ et température haute finale $T_3 = 40\,°\text{C}$, le travail nécessaire est $w_{\text{total}} = w_{\text{net1}} + w_{\text{net2}} = \eta_1 q_{\text{in}} + \eta_2(q_{\text{in}} + w_{\text{net1}}) = \left(\frac{T_2}{T_1} - 1\right) q_{\text{in}} + \left(\frac{T_3}{T_2} - 1\right)(q_{\text{in}} + w_{\text{net1}}) = \left(\frac{T_2}{T_1} - 1\right) q_{\text{in}} + \left(\frac{T_3}{T_2} - 1\right)\left(q_{\text{in}} + \left(\frac{T_2}{T_1} - 1\right) q_{\text{in}}\right) = \left(\frac{T_2}{T_1} - 1\right) q_{\text{in}} + \left(\frac{T_3}{T_2} - 1\right)\left(\frac{T_2}{T_1} q_{\text{in}}\right)$; ainsi $\eta_{\text{ensemble}} \equiv \frac{q_{\text{in}}}{w_{\text{total}}} = \frac{1}{\frac{T_2}{T_1} - 1 + \frac{T_3 T_2}{T_2 T_1} - \frac{T_2}{T_1}} = \frac{1}{\frac{T_3}{T_1} - 1}$, ce qui est l'efficacité d'une seule machine réversible fonctionant entre T_1 et T_3. L'échelonnage de deux machines en série n'apporte donc aucun avantage théorique.

E 7.10 1) $T_{\text{rejet}} = T_1 = 208\,°\text{C}$ (4/37) ; 2) $\eta_{\text{moteur}} = 63\,\%$; 3) $\dot{Q}_{\text{in}} = 158{,}8\,\text{kW}$ donc $Q_{\text{combustion 1 cylindre}} = 5{,}955\,\text{kJ}$ à chaque combustion. On obtient, pour un cylindre, $m_{\text{carburant combustion}} = \frac{Q_{\text{combustion 1 cylindre}}}{q_{\text{carburant}}} = 0{,}149\,\text{g}$; 4) $\dot{m}_{\text{carburant}} = 14{,}3\,\text{kg}\,\text{h}^{-1}$.

CHAPITRE 8

L'entropie

Le chapitre en bref

L'entropie est une propriété des corps. Ses variations permettent de mesurer l'irréversibilité des transferts d'énergie (toujours indésirable pour l'ingénieur). L'entropie totale augmente toujours au cours des transferts irréversibles : de travail (avec mouvement brutal), de chaleur (avec gradient de température).

❇

Nous exposons ici le concept le plus puissant (et peut-être le plus difficile) de la thermodynamique. Ce chapitre 8 (*l'entropie*) se propose de l'aborder de la façon la plus pragmatique possible, à partir de deux questions :

- Que représente l'entropie ?
- Quelle utilité la quantification de ses variations revêt-elle pour les ingénieurs et physiciens ?

8.1 Le concept de l'entropie

8.1.1 À quoi sert l'entropie ?

Au tout début du chapitre 1 (*notions fondamentales*), nous avions vu que nous pouvions conceptualiser l'*énergie* comme étant « une grandeur qui ne varie jamais lorsque les choses évoluent ». Ainsi, nous utilisons les quantifications de l'énergie pour déterminer les limites du possible : par exemple, nous savons qu'avec 500 J, un corps immobile de masse 10 kg ne peut pas atteindre une vitesse supérieure à $10\,\mathrm{m\,s^{-1}}$.

Pourtant, notre intuition et notre expérience quotidienne nous apprennent que beaucoup de transformations ne peuvent avoir lieu que dans un seul sens (figure 8.1). Par exemple, il y a autant d'énergie dans un verre d'eau au rebord d'une table que dans ce même verre brisé avec cette même eau renversée sur le sol. Or nous savons, ou plus exactement, nous avons la conviction profonde, qu'il est *possible* que le verre tombe et se casse, mais *impossible* que les éclats et l'eau sur le sol se rassemblent spontanément en un verre plein sur la table.
Ainsi, la quantification de l'énergie n'est pas entièrement suffisante pour déterminer *ce qui est possible*. Nous souhaiterions pouvoir en plus prédire de façon absolue et quantitative le sens dans lequel l'énergie peut ou ne peut pas être transformée.

L'*entropie* a été pensée pour répondre à ce questionnement. À la fin de ce chapitre, nous disposerons d'un outil permettant de *calculer* le sens d'une évolution, c'est-à-dire de prédire mathématiquement laquelle de deux situations séparées dans le temps doit avoir eu lieu avant l'autre.

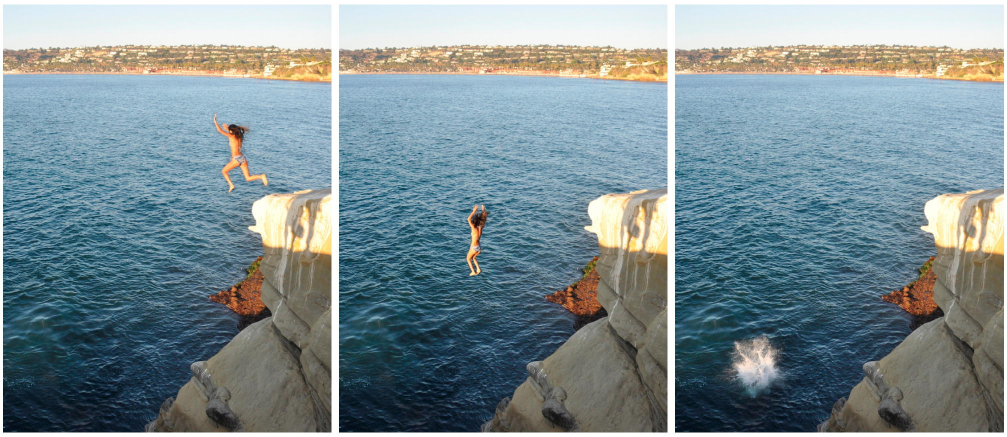


FIGURE 8.1 – Nous avons l'intuition et une intime conviction que ces trois photos ont été prises dans un ordre bien particulier. Une mesure de l'*entropie* dans ces trois situations, dans lesquelles l'*énergie* est la même, nous permet de déterminer cet ordre en associant à notre intuition une grandeur calculable.

8.1.2 Comment déterminer le sens d'une transformation ?

Dans le vocabulaire de la thermodynamique, le concept d'une « évolution à sens unique » est bien sûr nommé *irréversibilité*. Nous avions déjà abordé l'irréversibilité en section §2.4.3, où nous avions déterminé qu'elle avait deux causes principales :

- La transformation d'un travail en chaleur, par frottement et turbulence ;
- La transmission d'une quantité de chaleur entre deux corps de températures différentes.

Les transformations irréversibles dans les fluides conduisent invariablement à des états où la température, la pression ou le volume sont plus grands qu'ils ne l'auraient été avec une transformation réversible.

Pour quantifier l'irréversibilité d'une évolution, nous allons quantifier *la chaleur qu'il faudrait retirer au corps pour le ramener dans son état initial de manière réversible.* En lui soustrayant la chaleur qui a été effectivement transmise, nous obtenons en quelque sorte la chaleur qui a été inutilement créée pendant l'évolution.
Or, plus la température à laquelle cette chaleur créée est basse, moins elle peut être transformée en travail (§7.5.1). Nous allons ainsi « pénaliser » le coût en chaleur en le divisant par la température.

« Pour cela nous imaginons qu'après la transformation que nous souhaitons étudier de cette façon, la masse est ramenée à son état initial par une opération réversible. De cette façon, nous obtenons un petit processus cyclique, à laquelle l'équation (II) s'applique aussi bien qu'à l'ensemble. Si [le long de ce processus] l'on connaît également les quantités de chaleur qu'a reçues la masse pendant ce dernier ainsi que les températures auxquelles elles correspondent, alors l'intégrale négative $-\int \frac{dQ}{T}$ nous donne la transformation non-compensée impliquée pendant celui-ci. »

Rudolf Clausius, 1856 [16, 18, 21]

De cette manière, nous allons obtenir une grandeur en joules par kelvin – l'entropie créée pendant l'évolution – qui va être nulle pendant les évolutions réversibles et qui va toujours être positive pendant les évolutions irréversibles. C'est cette création qui sera le signe manifeste que la transformation n'est possible que dans un sens.

8.2 Définition

8.2.1 L'entropie est une propriété

Commençons par admettre le fait que l'entropie est une *propriété* physique [1], c'est-à-dire quelque chose qui caractérise l'état d'un système. Dit autrement : si l'on considère une portion de l'univers à un moment donné (un système), nous trouvons que ce système a une masse, un volume, une température : ce sont ses propriétés, des descriptions absolues de son état. L'entropie est une de ces propriétés.

Par contraste, nous pourrions dire que la chaleur, le travail ou le courant électrique ne sont pas des propriétés : ce ne sont pas des quantités qui décrivent un objet, mais plutôt un transfert entre deux objets.

1. On dit aussi *variable physique* ou *variable thermodynamique*.

Nous penserons donc toujours à l'entropie comme étant l'entropie « *de quelque chose* » (peut-être comme nous dirions la couleur, la température « de quelque chose »). Nous dirons par exemple « ce corps a de l'entropie » ou « l'entropie de ce corps augmente/diminue », et non pas « nous prenons/donnons de l'entropie à ce corps ».

8.2.2 Définition

On nomme *entropie* une propriété physique notée S.

— Lorsqu'un système suit une évolution réversible, son entropie varie de façon telle que :

$$\mathrm{d}S \equiv \left(\frac{\mathrm{d}Q}{T}\right)_{\text{rév.}} \tag{8/1}$$

où l'indice *rév.* spécifie que le calcul se fait le long d'un chemin réversible ;
$\mathrm{d}S$ est la variation infinitésimale d'entropie ($\mathrm{J\,K^{-1}}$) ;
$\mathrm{d}Q$ est la quantité infinitésimale de chaleur fournie de façon réversible (J) ;
et T est la température à laquelle a lieu le transfert de chaleur (K).

Lorsqu'il passe d'un état A à un état B de façon réversible, l'entropie d'un système varie donc d'une quantité ΔS :

$$\Delta S = \int_{\mathrm{A}}^{\mathrm{B}} \left(\frac{\mathrm{d}Q}{T}\right)_{\text{rév.}} \tag{8/2}$$

où l'indice *rév.* spécifie que l'intégration se fait le long d'un chemin réversible.

— Lorsqu'un système suit une évolution irréversible entre A et B (comme pour la majorité des évolutions réelles), alors *il faut trouver un chemin réversible entre ces deux états* et y effectuer l'intégration 8/2 pour calculer ΔS.

Il existe toujours une façon réversible (en fait, il existe même une infinité de façons) de faire évoluer un système entre deux états quelconques. Pour cela, il faut que le travail qui lui est transféré le soit de façon infiniment lente et que la chaleur qui lui est transférée le soit avec une différence de température infinitésimale.

Attention : si l'on intègre la quantité $\frac{\mathrm{d}Q}{T}$ le long d'une évolution où la température ou la pression ne sont pas homogènes (par exemple lors d'une détente rapide, d'un réchauffement hétérogène ou d'un gradient interne de température, cf. §2.4.3), alors on obtiendra un résultat plus faible que ΔS, la variation d'entropie réelle.

L'unité de l'entropie, S, est le $\mathrm{J\,K^{-1}}$ (joule par kelvin) ; et de façon correspondante, on définit l'*entropie spécifique* s :

$$s \equiv \frac{S}{m} \tag{8/3}$$

où m est la masse considérée (kg),
et s est son entropie spécifique ($\mathrm{J\,K^{-1}\,kg^{-1}}$).

En pratique, le terme « entropie » est souvent utilisé même s'il s'agit d'entropie spécifique ; le symbole et le contexte permettent de déterminer à quelle variable il est fait référence.

Exemple 8.1

On prélève 2 000 J sous forme de chaleur, de façon réversible, à une masse d'air en maintenant sa température constante à 30 °C. De combien varie son entropie ?

Comme l'évolution est réversible, nous appliquons immédiatement l'équation 8/2 : $\Delta S = S_B - S_A = \int_A^B \left(\frac{dQ}{T}\right)_{\text{rév.}} = \left[\frac{1}{T_{\text{cste}}} \int_A^B dQ\right]_{\text{rév.}} = \left[\frac{1}{T_{\text{cste}}} Q_{A\to B}\right]_{\text{rév.}} = \frac{1}{30+273{,}15}(-2\,000) = -6{,}6\,\text{J}\,\text{K}^{-1}$.

☞ Nous avons déjà exploré les évolutions réversibles à température constante (isothermes) aux sections §4.4.4 p.96 et §5.4.4 p.137. Ici le gaz perd 2 kJ de chaleur et reçoit 2 kJ de travail.

☞ Nous ne connaissons pas la valeur de l'entropie, mais nous savons qu'elle diminue de 7 joules par kelvin.

☞ Il ne faut pas confondre la variation d'entropie avec la capacité thermique, $c \equiv \frac{dq}{dT} = \frac{1}{m}\frac{dQ}{dT}$ (1/13), dans laquelle nous divisons la chaleur par la *variation* de température. Ici dans cette évolution la capacité thermique est infinie puisque $dT = 0$.

Une fois que le refroidissement est effectué, on laisse l'air se détendre brutalement : la détente est irréversible. Pendant celle-ci, on ne fournit que 1 000 J sous forme de chaleur et on ne récupère que 1 000 J sous forme de travail. À la fin de la détente, le gaz est dans le même état (mêmes température, pression, et énergie interne) qu'au tout début de l'expérience. Quelle est la variation d'entropie ?

Cette fois, l'évolution n'est pas réversible. Nous ne devons pas tenir compte de la chaleur qui est effectivement transférée, mais de la chaleur *qui aurait été transférée* dans une évolution réversible qui mènerait au même état final.

Heureusement, nous savons que le gaz retourne de B à son état initial A ; or de A à B l'évolution était réversible. En effectuant l'évolution exactement inverse, nous inverserions tous les transferts de chaleur et de travail. Nous aurions alors, le long de cette évolution imaginaire de B vers A : $\Delta S = S_A - S_B = \int_B^A \left(\frac{dQ}{T}\right)_{\text{rév.}} = -\int_A^B \left(\frac{dQ}{T}\right)_{\text{rév.}} = -(S_B - S_A) = +6{,}6\,\text{J}\,\text{K}^{-1}$.

☞ Le ΔS correspond à la variation réelle de l'entropie ; mais il est calculé le long d'un chemin imaginaire.

☞ Ici nous voyons que la chaleur transférée en réalité n'a pas d'importance. C'est la chaleur « qu'il aurait fallu transférer » qui nous intéresse.

☞ Ici, pour simplifier l'exercice, le gaz retourne exactement à son état originel A. S'il arrivait à un état différent, nous pourrions tout de même calculer la variation d'entropie, comme nous apprendrons à le faire en section §8.3.3.

☞ Dans cette évolution irréversible de B à A, c'est la différence entre $\int_B^A \left(\frac{dQ}{T}\right)_{\text{rév.}} = +6{,}6\,\text{J}\,\text{K}^{-1}$ et $\int_B^A \left(\frac{dQ}{T}\right)_{\text{réel}} = \frac{+1\,000}{30+273{,}15} = +3{,}3\,\text{J}\,\text{K}^{-1}$ qui va nous permettre de mesurer l'irréversibilité, c'est-à-dire de montrer qu'avec un transfert de 1 kJ on peut aller de B à A mais pas de A à B.

8.2.3 Remarques

Ajoutons trois remarques avant de poursuivre.

1. L'équation 8/2 ne permet pas de calculer l'entropie d'un système, mais seulement *sa variation* lorsqu'il évolue. En fait, on ne sait pas calculer l'entropie d'un corps arbitraire ! Nous verrons que cela n'a pas d'importance pour l'ingénieur/e.
2. Tout comme l'énergie, l'entropie est invisible, inodore, impalpable et inaudible. Il n'existe pas d'instrument capable de la mesurer. Nous ne pouvons que calculer ses variations.
3. On ne peut calculer les variations d'entropie que le long d'évolutions réversibles, ce qui est une limitation très importante (aucune évolution réelle intéressante pour l'ingénieur/e n'est réversible). Cependant, il existe toujours de multiples façons réversibles, toutes équivalentes, de reproduire l'état final d'une évolution irréversible.

8.3 Les variations d'entropie

8.3.1 Analogie avec le volume

Nous avons vu au chapitre 2 (*les systèmes fermés*) que lorsque l'évolution est réversible, le travail fourni par un fluide lorsque son volume varie s'exprime selon l'équation 2/9 :

$$W_{\text{A}\to\text{B}} = -\int_{\text{A}}^{\text{B}} p \,\mathrm{d}V \qquad (8/4)$$

pour un système fermé lorsque les variations de volume sont infiniment lentes.

On pourrait ainsi proposer de *définir* le volume comme étant « ce qui varie avec la pression lorsque l'on fournit un travail, lorsque l'évolution est réversible », ce qui reviendrait à définir :

$$\mathrm{d}V = -\left(\frac{\mathrm{d}W}{p}\right)_{\text{rév.}} \qquad (8/5)$$

où l'indice *rév.* spécifie que le calcul se fait le long d'un chemin réversible.

ou encore l'expression suivante plus appréhensible, que l'on peut visualiser sur un diagramme pression-volume (figure 8.2) :

$$\Delta V = -\int_A^B \left(\frac{dW}{p}\right)_{\text{rév.}} \tag{8/6}$$

où l'indice *rév.* spécifie que l'intégration se fait le long d'un chemin réversible.

On peut voir que l'entropie est définie de façon similaire, c'est-à-dire comme étant la variable S qui lors d'un transfert de chaleur réversible nous permet de lier la chaleur à la température avec la relation 8/2 :

$$\Delta S = \int_A^B \left(\frac{dQ}{T}\right)_{\text{rév.}}$$

où l'indice *rév.* spécifie que l'intégration se fait le long d'un chemin réversible.

Nous avons alors

$$Q_{A\to B} = \int_A^B (T\, dS)_{\text{rév.}} \tag{8/7}$$

$$q_{A\to B} = \int_A^B (T\, ds)_{\text{rév.}} \tag{8/8}$$

pour toute évolution,
où l'indice *rév.* spécifie que l'intégration se fait le long d'un chemin réversible.

Alors, nous allons pouvoir représenter les évolutions sur un *diagramme température-entropie*. L'aire sous la courbe d'une évolution représentera la chaleur

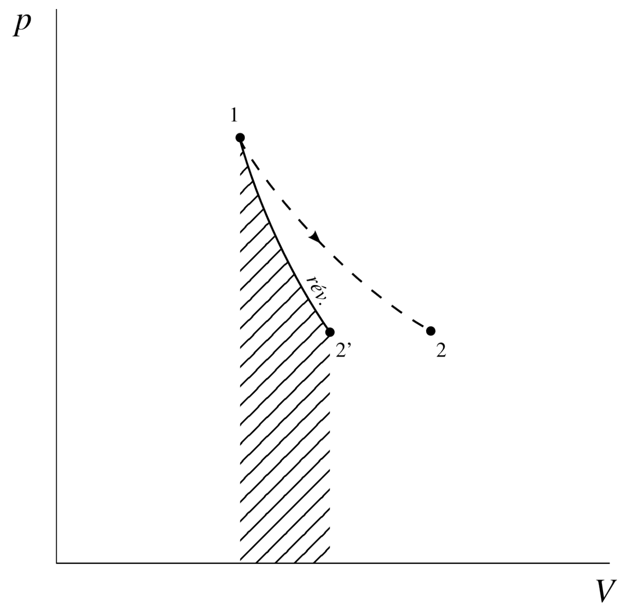


FIGURE 8.2 – Évolution du volume lors de détentes adiabatiques. L'augmentation du volume est calculable par l'intégration $\int dW/p$ le long d'un parcours réversible ($1 \to 2'$), mais pas le long d'un parcours irréversible ($1 \to 2$).

Diagramme CC-0 o.c.

transmise si l'évolution est réversible, mais pas si elle est irréversible, comme montré en figure 8.3.

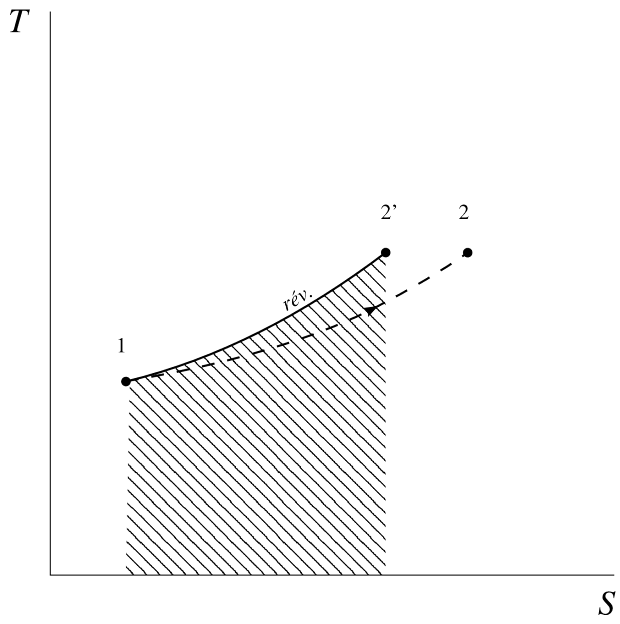


FIGURE 8.3 – Diagramme température-entropie. Lors d'une transformation réversible, l'aire sous la courbe d'un diagramme $T - S$ représente la chaleur transmise $Q_{1 \to 2'}$; mais pas lorsqu'elle est irréversible.

Diagramme CC-0 O.C.

8.3.2 Les diagrammes température-entropie

Après six chapitres de bons et loyaux services, nous rangeons le diagramme pression-volume sur l'étagère, car il est temps de mettre à profit notre nouvel outil : le diagramme température-entropie. Même s'il est un peu plus abstrait, le diagramme $T - s$ est très utile pour décrire ce qui se passe à l'intérieur des machines car il est facile à tracer et il nous permet de visualiser directement *l'irréversibilité*, qui est toujours indésirable pour l'ingénieur/e.

Lorsque le fluide reçoit ou fournit du travail de façon adiabatique réversible, alors $\Delta s = \int \frac{\mathrm{d}q}{T} = 0$ puisque l'évolution est réversible et que $\mathrm{d}q = 0$. Une transformation adiabatique réversible se fait donc à entropie constante – elle est iso-entropique, ce que nous appelons *isentropique*. Nous la représenterons ainsi par un trajet vertical sur les diagrammes température-entropie (figure 8.4).

Les transferts de chaleur, quant à eux, provoquent une variation de l'entropie du système (positive lorsque la chaleur est reçue et négative lorsqu'elle est perdue). Sur les diagrammes $T - s$, nous nous déplacerons de gauche à droite lors des réceptions de chaleur ou bien lorsqu'il y a irréversibilité dans une compression ou une détente.

Lorsque le système perd de la chaleur, son entropie décroît et nous nous déplacerons de droite à gauche sur les diagrammes $T - s$ (figure 8.4).

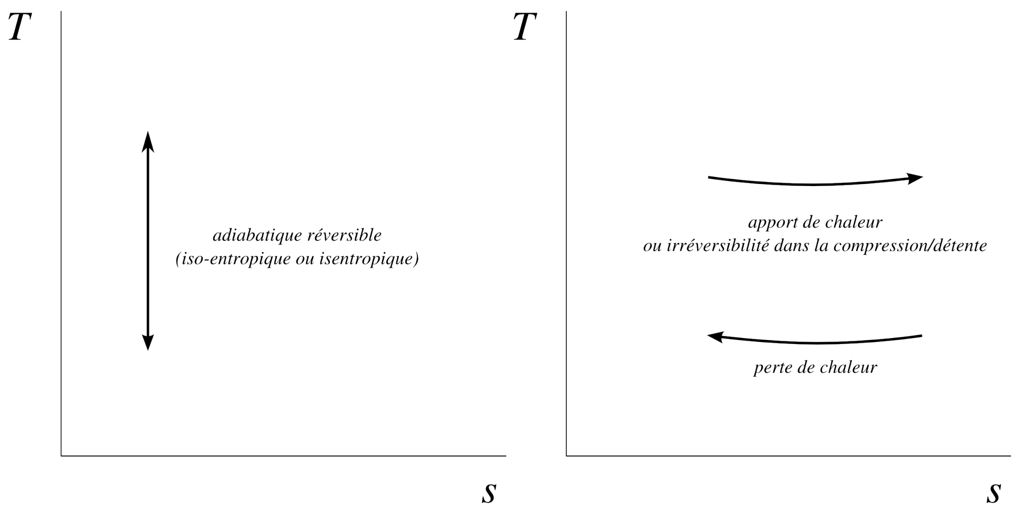


FIGURE 8.4 – Évolutions élémentaires sur les diagrammes température-entropie.

Diagrammes CC-0 o.c.

Notons aussi que lorsqu'un fluide parcourt un cycle complet, la température à laquelle l'entropie diminue peut être inférieure à la température à laquelle elle augmente (tout comme pour le volume avec la pression). Le transfert net de chaleur est alors négatif : le fluide a *absorbé* de la chaleur qui aura été transformée en travail. En suivant le circuit inverse, le fluide sera source de chaleur : c'est le principe du réfrigérateur (§6.2.3).

Lorsque les évolutions sont réversibles, cette chaleur nette est représentée par l'aire enclose par le trajet effectué par le fluide sur un diagramme température-entropie (figure 8.5).

Enfin, nous notons avec joie que le cycle de Carnot, constitué de deux phases isothermes (T = cste) séparées par deux phases isentropiques (s = cste), gagne

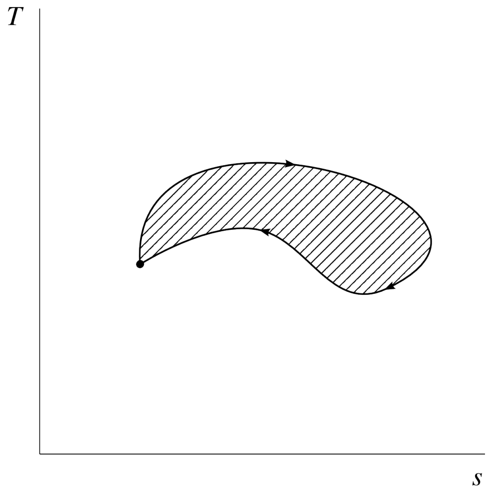


FIGURE 8.5 – Cycle thermodynamique au cours duquel de la chaleur a été absorbée, et donc transformée en travail. Lorsque le trajet est effectué dans le sens inverse, de la chaleur est rejetée (et du travail absorbé) par le fluide.

Diagramme CC-0 o.c.

beaucoup à être représenté sur un diagramme température-entropie, comme montré en figure 8.6.

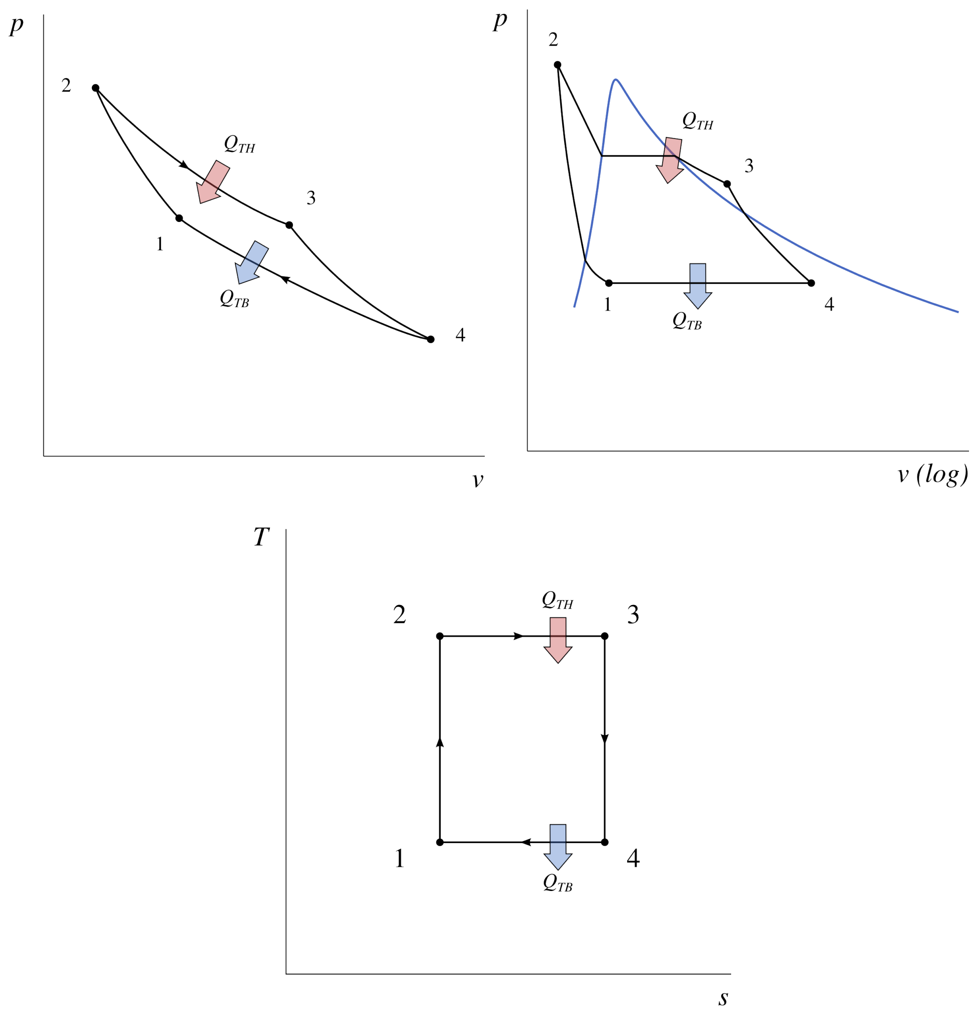


FIGURE 8.6 – Cycle moteur de Carnot, sur un diagramme $p - v$ pour un gaz parfait (gauche), sur un diagramme $p - v$ pour un liquide-vapeur (droite), et sur un diagramme $T - s$ (bas). Quel que soit le fluide utilisé, le diagramme température-entropie reste le même.

Diagrammes 1, 2 et 3 CC-0 O.C.

8.3.3 Variations d'entropie d'un gaz parfait

À partir de maintenant, nous souhaitons pouvoir quantifier la variation d'entropie des fluides pour n'importe quelle évolution arbitraire. Dans le cas d'un gaz parfait, cette quantification est en fait étonnamment simple.

Pour n'importe quelle évolution d'une quantité fixe de fluide, nous avons (2/2) :

$$q_{1\to2} + w_{1\to2} = \Delta u$$

Si l'on imagine un chemin réversible entre 1 et 2, nous pouvons y quantifier $q_{1\to2} = -\int_1^2 T\,\mathrm{d}s$ (8/8) et $w_{1\to2} = -\int_1^2 p\,\mathrm{d}v$ (2/10), et nous pouvons donc écrire :

$$\int_1^2 T\,\mathrm{d}s - \int_1^2 p\,\mathrm{d}v = \Delta u$$
$$T\,\mathrm{d}s - p\,\mathrm{d}v = \mathrm{d}u$$
$$\mathrm{d}s = \frac{\mathrm{d}u}{T} + \frac{p}{T}\,\mathrm{d}v \qquad (8/9)$$

le long de toute évolution réversible [1].

Or, si nous utilisons un gaz parfait, nous avons $u = c_v T$ (4/11) et $\frac{p}{T} = \frac{R}{v}$ (4/1), ainsi :

$$\mathrm{d}s = \frac{c_v\,\mathrm{d}T}{T} + \frac{R}{v}\,\mathrm{d}v$$
$$= c_v\frac{\mathrm{d}T}{T} + R\frac{\mathrm{d}v}{v}$$
$$\Delta s = s_2 - s_1 = c_v \ln\frac{T_2}{T_1} + R\ln\frac{v_2}{v_1} \qquad (8/10)$$
$$\Delta s = s_2 - s_1 = c_p \ln\frac{T_2}{T_1} - R\ln\frac{p_2}{p_1} \qquad (8/11)$$

pour un gaz parfait,
pour toute évolution de 1 à 2, réversible ou non.

Cette équation est intéressante parce qu'elle nous indique que la variation d'entropie Δs pendant une évolution de 1 à 2 ne dépend que des états initial et final. Même si nous avons commencé cette démonstration le long d'une évolution réversible nous obtenons une expression 8/10 dans laquelle le chemin utilisé n'apparaît pas.

« Dans l'expression obtenue, la différence $S - S_0$ est de nouveau entièrement déterminée si les états de départ et d'arrivée sont connus, et nous ne devons prêter attention à la manière dont s'est déroulé le passage de l'un vers l'autre que lorsque nous formons l'intégrale $\int \frac{\mathrm{d}Q}{T}$. »

Rudolf Clausius, 1865 [17, 18, 19]

Il est donc possible de calculer facilement la variation d'entropie d'un gaz parfait si l'on connaît ses autres propriétés. Contrairement à l'énergie interne u qui ne dépend que de la température, l'entropie s dépend aussi de la pression du gaz.

Dans le cas où la pression ou le volume spécifique sont maintenus constants, ces équations 8/10 et 8/11 deviennent respectivement :

$$\Delta s_{v_{\mathrm{cst.}}} = c_v \ln\frac{T_2}{T_1} \qquad (8/12)$$
$$\Delta s_{p_{\mathrm{cste}}} = c_p \ln\frac{T_2}{T_1} \qquad (8/13)$$

pour un gaz parfait,
pour toute évolution à volume constant ou respectivement à pression constante.

1. Cette équation 8/9 est même vraie pour toute évolution, mais cette généralisation est plus simple à aborder après les équations 8/10 et 8/11.

Ces deux équations 8/12 et 8/13 nous permettent de tracer des courbes isochores (à volume constant) et isobares (à pression constante) pour un gaz parfait sur un diagramme $T - s$, comme montré en figure 8.7.

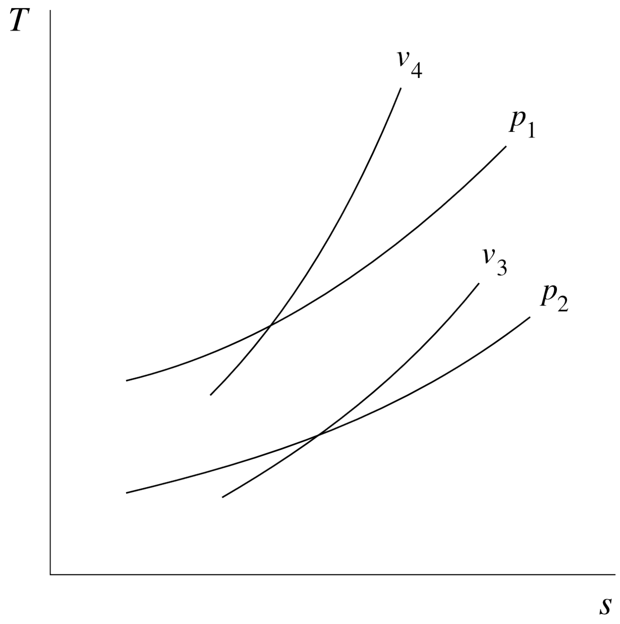


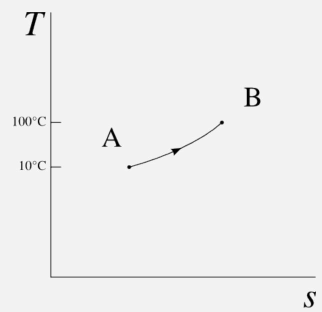
FIGURE 8.7 – Courbes isobares et isochores sur un diagramme $T - s$, pour un gaz parfait. Ici $p_1 > p_2$ et $v_3 > v_4$.

Diagramme CC-0 o.c.

Exemple 8.2

Quelle est la variation d'entropie spécifique d'une masse de 2 kg d'air, lorsqu'elle est chauffée à pression constante de 2 bar, depuis 10 °C jusqu'à 100 °C ?

L'évolution peut être représentée de façon qualitative sur un diagramme température-entropie ainsi :



Pour calculer ΔS nous partons de l'équation 8/11, $\Delta s = c_p \ln \frac{T_B}{T_A} - R \ln \frac{p_B}{p_A}$ et ici $p_B = p_A$. Nous avons donc $\Delta s = c_p \ln \frac{T_B}{T_A} = 1\,005 \ln \frac{100+273{,}15}{10+273{,}15} =$

$+277{,}4\,\mathrm{J\,K^{-1}\,kg^{-1}}$.
L'entropie varie donc de $\Delta S = m\ \Delta s = 2 \times 277,4 = +554{,}8\,\mathrm{J\,K^{-1}}$.

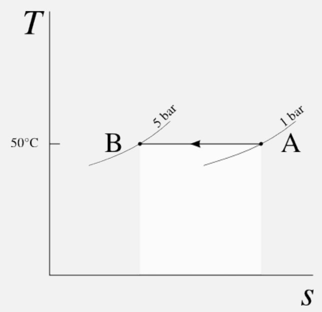
👉 Peu nous importe que l'évolution soit réversible ou non : il nous suffit de connaître les états initial et final.

👉 Nous écrivons bien que « l'entropie de l'air augmente » et non pas qu'« on lui donne de l'entropie » (§8.2.1).

Exemple 8.3

De combien varie l'entropie d'une masse d'air de 0,5 kg refroidie lentement à température constante depuis 1 bar et 50 °C jusqu'à 5 bar ? Combien faut-il lui prendre de chaleur pour cela ?

L'évolution peut être représentée de façon qualitative sur un diagramme $T - s$ ainsi :



Pour quantifier ΔS nous partons de l'équation 8/11, $\Delta s = c_p \ln \frac{T_B}{T_A} - R \ln \frac{p_B}{p_A}$ et ici $T_B = T_A$. Nous avons donc $\Delta s = -R \ln \frac{p_B}{p_A} = 287 \ln \frac{5}{1} = -461{,}9\,\mathrm{J\,K^{-1}\,kg^{-1}}$.
L'entropie varie donc de $\Delta S = m\ \Delta s = 0{,}5 \times -461{,}9 = -231\,\mathrm{J\,K^{-1}}$.

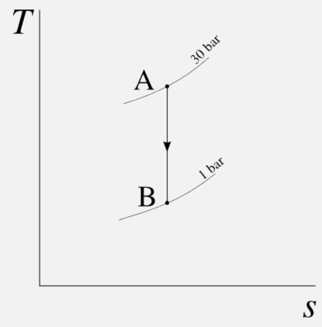
Comme l'évolution est réversible, la chaleur prélevée s'obtient avec l'équation 8/7 : $Q_{\mathrm{A}\to\mathrm{B}} = \int_{\mathrm{A}}^{\mathrm{B}} T\,\mathrm{d}S = T_{\mathrm{cste}} \int_{\mathrm{A}}^{\mathrm{B}} \mathrm{d}S = T_{\mathrm{cste}} \Delta S = (50 + 273,15) \times -231 = -74{,}6\,\mathrm{kJ}$.

👉 Nous savions déjà quantifier $Q_{\mathrm{A}\to\mathrm{B}}$ sans utiliser l'entropie, à l'aide des équations 4/27 et 4/28.

Exemple 8.4

De combien varie la température d'une masse d'air détendue de façon adiabatique réversible depuis 30 bar et 600 K jusqu'à 1 bar ?

L'évolution peut être représentée de façon qualitative sur un diagramme $T - s$ ainsi :



Pour quantifier ΔS nous partons encore de l'équation 8/11 : $\Delta s = c_p \ln \frac{T_B}{T_A} - R \ln \frac{p_B}{p_A}$ et ici $\Delta s = 0$:

$$0 = c_p \ln \frac{T_B}{T_A} - R \ln \frac{p_B}{p_A}$$

$$\ln \frac{T_B}{T_A} = \frac{R}{c_p} \ln \frac{p_B}{p_A}$$

$$\left(\frac{T_B}{T_A}\right) = \left(\frac{p_B}{p_A}\right)^{\frac{R}{c_p}} = \left(\frac{p_B}{p_A}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}$$

Nous reconnaissons ici la terrible équation 4/37 que nous savons déjà appliquer : $T_B = 600 \times \frac{1}{30}^{\frac{0,4}{1,4}} = 227\,\mathrm{K}$, soit environ $-46\,°\mathrm{C}$.

👉 L'utilisation du raisonnement « adiabatique réversible = isentropique » ne nous a, en vérité, rien apporté que nous ne savions déjà ici, car le modèle du gaz parfait est déjà extrêmement simple et puissant. Ce ne sera pas le cas avec les liquides/vapeurs.

8.3.4 Variations d'entropie d'un liquide/vapeur

Pour un liquide/vapeur, les variations ne peuvent pas être calculées car il n'existe pas de modèle mathématique simple pour modéliser la température en fonction des autres propriétés. La courbe de saturation et le chemin d'une évolution à pression constante sont représentés en figure 8.8 ; cette figure ressemble très fortement au diagramme température-volume que nous avions tracé en figure 5.7. Pour quantifier les valeurs de s, nous allons procéder exactement comme avec l'énergie interne u au chapitre 5 : en les tabulant.

En dehors des phases de mélange (c'est-à-dire lorsque l'eau est soit à l'état de liquide comprimé, soit de vapeur sèche) les valeurs de l'entropie [1] peuvent simplement être lues en dernière colonne dans l'abaque n°1, dont un extrait est répété dans le tableau 8.1.

À l'intérieur de la courbe de saturation, les valeurs de s s'interpolent entre celles de s_L (liquide saturé) et s_V (vapeur saturée) à l'aide de la notion de *titre*, exactement comme avec l'équation 5/5 :

$$s_x = s_L + x\, s_{LV} \tag{8/14}$$

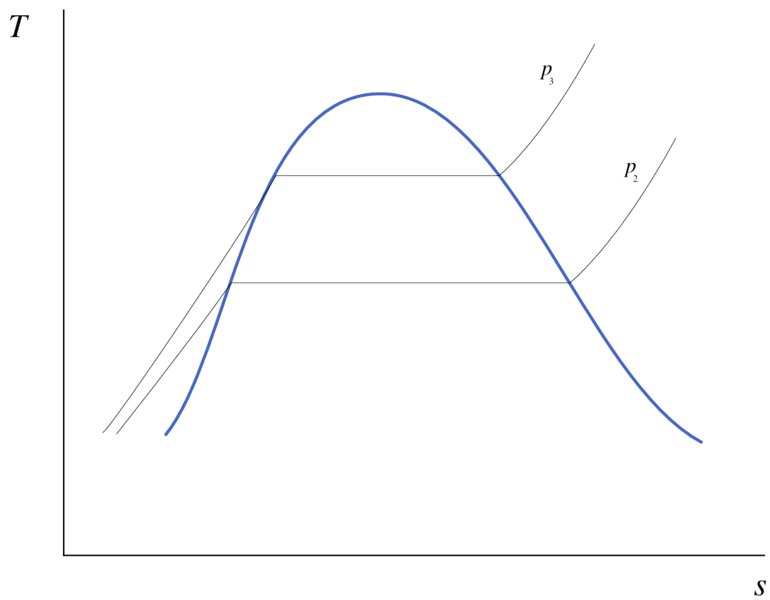


FIGURE 8.8 – Diagramme température-entropie d'un liquide/vapeur. Cette figure est très similaire à la figure 5.7 p.121.

1. En réalité, toutes les valeurs tabulées de l'entropie sont relatives à un point de référence pour lequel la valeur de s est arbitrairement posée à $0\,\mathrm{J\,K^{-1}\,kg^{-1}}$; dans notre cas, c'est le point triple de l'eau. Cela n'a pas d'importance dans nos calculs puisque seules les variations de l'entropie nous intéressent.

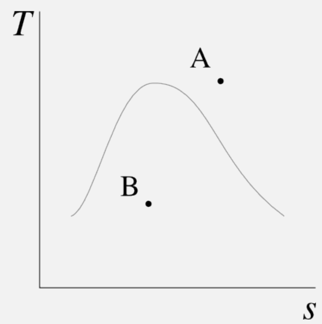
°C	$\frac{m^3}{kg}$	$\frac{kJ}{kg}$	$\frac{kJ}{kg}$	$\frac{kJ}{kg\,K}$
T	v	u	h	s
	$p = 1{,}6$ MPa ($T_{sat} = 201{,}37$ °C)			
10	0,001	42	43,6	0,1509
20	0,001001	83,8	85,4	0,2962
50	0,001011	209,1	210,7	0,7031
100	0,001043	418,6	420,3	1,306
200	0,001156	850,4	852,3	2,3305
300	0,15866	2 781,5	3 035,4	6,8863
500	0,22029	3 120,1	3 472,6	7,5409
600	0,24999	3 293,9	3 693,9	7,81
700	0,2794	3 473,5	3 920,5	8,0557
800	0,30865	3 659,5	4 153,3	8,2834
900	0,3378	3 852,1	4 392,6	8,4965
1 000	0,36687	4 051,2	4 638,2	8,6974
1 100	0,39589	4 256,6	4 890	8,8878
1 200	0,42487	4 467,9	5 147,7	9,0689
1 500	0,51169	5 133,7	5 952,4	9,5656
2 000	0,65615	6 326,8	7 376,6	10,272

Tableau 8.1 – Extrait de l’abaque n°1. L’entropie peut être lue en dernière colonne et ses valeurs interpolées comme les autres propriétés.

Exemple 8.5

Quelle est la variation de l’entropie de l’eau lorsqu’elle part d’un état à 240 °C et 6 bar, pour arriver à 130 °C avec une énergie interne de 1 000 kJ kg^{-1} ?

Un bref coup d’œil dans les abaques de vapeur nous permet de représenter l’évolution de façon qualitative sur un diagramme $T - s$ ainsi :



Nous lisons s_A par interpolation dans l’abaque n°1 à 0,6 MPa entre 200 °C et 300 °C : $s_A = 6{,}9683 + \frac{40}{100} \times (7{,}374 - 6{,}9683) = 7{,}1306$ kJ K^{-1} kg^{-1}.
À l’arrivée, l’eau est en mélange liquide-vapeur (puisque $u_B < u_{V130\,°C}$), nous lisons donc en abaque n°2 (5/5) : $x_B = \frac{u_B - u_L}{u_{LV}} = \frac{1\,000 - 546{,}1}{1\,993{,}5} = 0{,}228$; ainsi avec l’équation 8/14 nous pouvons calculer l’entropie : $s_B = s_L + x_B\, s_{LV} =$

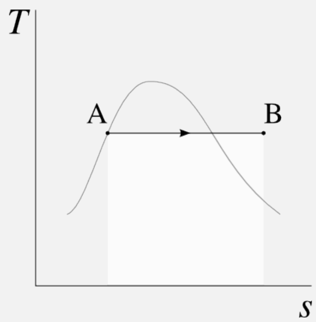
$1{,}6346 + 0{,}228 \times 5{,}3918 = 2{,}8623\,\mathrm{kJ\,K^{-1}\,kg^{-1}}$.
Nous voyons que l'entropie a diminué : $\Delta s = s_B - s_A = -4{,}268\,\mathrm{kJ\,K^{-1}\,kg^{-1}}$.

☞ Nous ne savons pas quelle transformation a eu lieu. Moins elle a été réversible, plus il aura fallu retirer de la chaleur à la vapeur pour l'amener de A à B.

Exemple 8.6

On réchauffe lentement 2 kg d'eau liquide saturée à 300 °C, en maintenant sa température constante, jusqu'à ce que le volume atteigne 2 m³. Combien de chaleur faut-il apporter pour cela ?

Un bref coup d'œil dans les abaques de vapeur nous permet de représenter l'évolution de façon qualitative sur un diagramme $T - s$ ainsi :



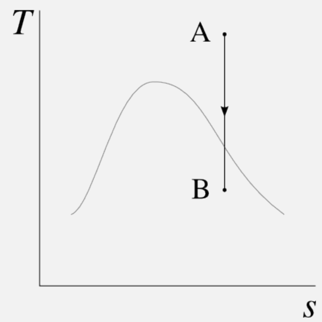
Comme l'évolution est réversible nous allons pouvoir calculer $Q_{A\to B}$ en intégrant le terme $T\,\mathrm{d}s$ entre A et B.
Nous lisons s_A dans l'abaque n°2 : $s_A = s_{L300\,°\mathrm{C}} = 3{,}2552\,\mathrm{kJ\,kg^{-1}}$.
À l'arrivée le volume spécifique est $v_B = \frac{V_B}{m} = \frac{2}{2} = 1\,\mathrm{m^3\,kg^{-1}}$; pour obtenir s_B il faut interpoler entre deux blocs de l'abaque n°1 (entre 0,2 MPa et 0,4 MPa à 300 °C). Nous posons $y \equiv \frac{v_B - v_{300\,°\mathrm{C}\ \&\ 0,2\,\mathrm{MPa}}}{v_{300\,°\mathrm{C}\ \&\ 0,4\,\mathrm{MPa}} - v_{300\,°\mathrm{C}\ \&\ 0,2\,\mathrm{MPa}}} = \frac{1 - 1{,}3162}{0{,}65489 - 1{,}3162} = 0{,}4781$ et de façon correspondante, $s_B = s_{300\,°\mathrm{C}\ \&\ 0,2\,\mathrm{MPa}} + y(s_{300\,°\mathrm{C}\ \&\ 0,4\,\mathrm{MPa}} - s_{300\,°\mathrm{C}\ \&\ 0,2\,\mathrm{MPa}}) = 7{,}8941 + 0{,}4781(7{,}5677 - 7{,}8941) = 7{,}738\,\mathrm{kJ\,K^{-1}\,kg^{-1}}$.
Nous pouvons donc enfin calculer $q_{A\to B}$ avec l'équation 8/8 : $Q_{A\to B} = \int_1^2 T\,\mathrm{d}S = m\,T\,\Delta s = 2 \times (300 + 273{,}15) \times (7{,}738 - 3{,}2552) = +5{,}139\,\mathrm{kJ}$.

☞ Ce calcul un peu laborieux n'est pas nécessairement spectaculaire, mais il faut bien voir que sans l'utilisation de l'entropie, nous n'avions *aucun moyen* de quantifier $Q_{A\to B}$ sans effectuer d'expérience. Nous avions déjà buté sur ce problème dans l'exemple 5.12 p.139.

Exemple 8.7

Dans une turbine la vapeur est détendue de façon adiabatique réversible (isentropique). La vapeur entre à 40 bar et 500 °C ; elle est détendue jusqu'à 0,5 bar. Quelle est la puissance spécifique fournie ?

Un dernier coup d'œil dans les abaques de vapeur nous permet de représenter l'évolution de façon qualitative sur un diagramme $T - s$ ainsi :



Ici $q_{A \to B} = 0$ car la turbine est adiabatique, et nous cherchons $w_{A \to B} = \Delta h$. Il nous faut donc trouver un moyen de quantifier h_B.

En A nous lisons dans l'abaque n°1, à 4 MPa : $h_A = 3\,446\,\mathrm{kJ\,kg^{-1}}$ et $s_A = 7{,}0922\,\mathrm{kJ\,K^{-1}\,kg^{-1}}$.

En B nous savons que $s_B = s_A$ car l'évolution est isentropique ; cette information va nous permettre de calculer h_B. Dans l'abaque n°2 à 0,05 MPa, avec l'équation 8/14 nous obtenons $x_B = \frac{s_B - s_L}{s_{LV}} = \frac{7{,}0922 - 1{,}0912}{6{,}5018} = 0{,}923$. Avec le titre nous pouvons simplement calculer l'enthalpie (5/4) : $h_B = h_L + x_B\, h_{LV} = 340{,}5 + 0{,}923 \times 2\,304{,}7 = 2\,467{,}7\,\mathrm{kJ\,kg^{-1}}$.

La puissance spécifique de la turbine est donc de $w_{A \to B} = \Delta h = -978{,}3\,\mathrm{kJ\,kg^{-1}}$.

☞ Le calcul que nous venons de faire est extrêmement utile pour l'ingénieur/e. L'idée que l'entropie reste constante pendant une évolution adiabatique réversible nous permet – enfin! – de prédire l'état d'un liquide-vapeur à la sortie d'un compresseur ou d'une turbine. Jusqu'à présent, nous pouvions le faire avec un gaz parfait (et les encombrantes relations de type $\frac{T_1}{T_2} = \ldots$), mais pas pour un liquide/vapeur.

8.4 Prédire le sens des transformations

Nous voilà au concept central qui a ouvert les portes de la physique à la thermodynamique. À partir des quantifications des variations d'entropie, nous sommes capables de décrire le sens des transformations, c'est-à-dire de prouver par exemple qu'un état B vient *après* un état A.

8.4.1 Irréversibilités lors des transferts de chaleur

« Si l'on appelle équivalentes deux transformations que l'on peut remplacer l'une par l'autre sans par là nécessiter un changement permanent, alors [...] le transfert de la quantité de chaleur Q de la température t_1 à la température t_2 a la valeur équivalence $Q\left(\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1}\right)$ [...] »

Rudolf Clausius, 1854 [13, 18, 22]

Pour nous féliciter d'avoir dépassé déjà la moitié du chapitre, nous nous munissons d'une tasse brûlante de thé. Notre intérêt pour la thermodynamique primant sur la boisson, nous collons notre tasse tout contre une bouteille d'eau fraîche. Ce que nous avons sous les yeux n'est autre qu'une source d'entropie – et elle mérite toute notre attention.

Notre tasse A est à température T_A, plus haute que T_B, la température de la bouteille d'eau (figure 8.9). Les deux corps sont mis en contact et une quantité de chaleur infinitésimale $\mathrm{d}q$ passe de A vers B.

Si nous supposons que la température du corps A est homogène [1], sa perte de chaleur se fait de façon réversible. Ainsi la variation d'entropie de A est :

$$\mathrm{d}s_A = -\frac{\mathrm{d}q}{T_A}$$

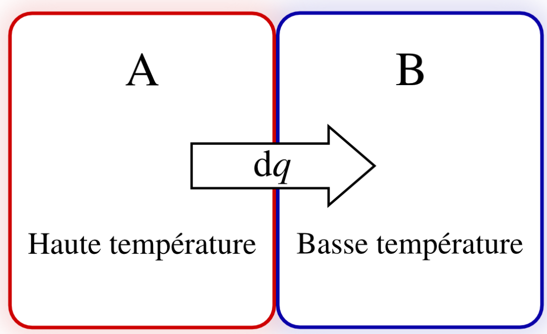


FIGURE 8.9 – Création d'entropie par transfert de chaleur. La transformation est réversible intérieurement pour chacun des deux corps A et B, mais irréversible pour le système [A+B].

Schéma CC-0 o.c.

1. Cette « supposition » est parfaitement valide dans le cas où $\mathrm{d}q$ est infiniment petit. Une intégration permettrait de prendre en compte la variation de température de A au cours du transfert de chaleur, et le raisonnement ne serait pas modifié.

De même, on peut considérer que la température du corps B est homogène : son évolution est réversible intérieurement et la variation de son entropie est :

$$ds_B = +\frac{dq}{T_B}$$

En revanche, la température du système entier [A+B] n'est pas du tout homogène : son évolution n'est pas réversible intérieurement. Même si l'ensemble ne reçoit aucune quantité de chaleur de l'extérieur, il n'a pas « une » température et nous ne savons pas lui appliquer l'intégrale 8/2, $\int_1^2 (T\, ds)_{\text{rév.}}$ pour calculer sa variation d'entropie. La variation de l'entropie du système [A+B] est la somme de celles de ses constituants, c'est-à-dire :

$$ds_{[A+B]} = ds_A + ds_B = \frac{dq}{T_B} - \frac{dq}{T_A} \tag{8/15}$$

Comme $T_A > T_B$, cette variation est *positive et non-nulle* ; de l'entropie *a été créée* lors du transfert thermique irréversible. L'irréversibilité n'a lieu ni dans la tasse A, ni dans la bouteille B, mais dans la fine frontière matérielle qui les sépare. L'évolution peut être représentée de manière plutôt convaincante sur un diagramme $T - s$ (figure 8.10).

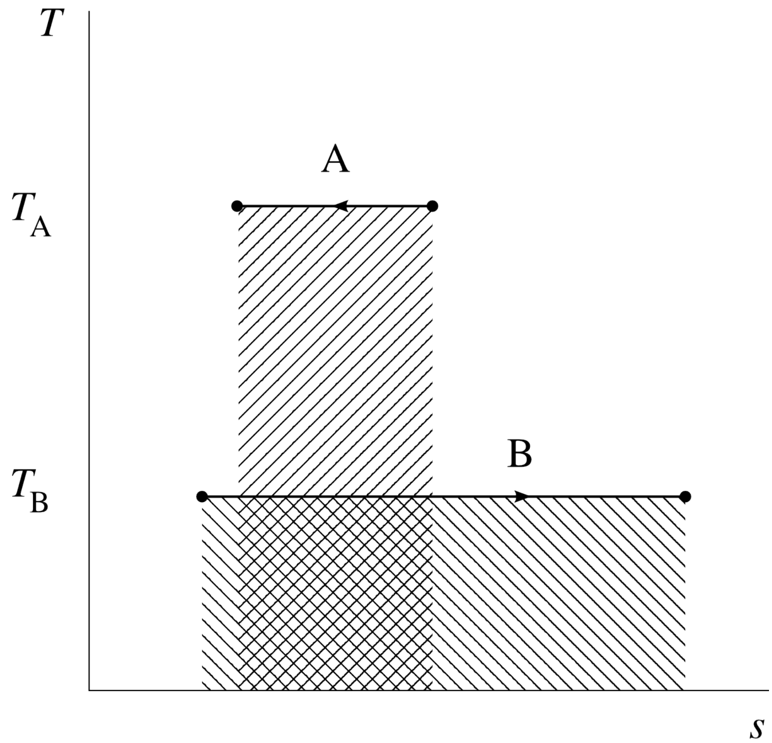


FIGURE 8.10 – Variation d'entropie des corps A et B. Les deux aires hachurées sont égales (représentant la quantité de chaleur dq), mais la somme des deux entropies augmente.

Diagramme CC-0 O.C.

Tout gradient de température donne lieu à une irréversibilité, et se traduit par une augmentation de l'entropie totale.

On peut se représenter un flux de chaleur entre deux sources de températures différentes par une opportunité perdue de produire un travail – ce qui sera sans doute source d'anxiété pour l'étudiant/e comme pour l'ingénieur/e. En plaçant une machine de Carnot entre les corps A et B, aucune irréversibilité n'aurait eu lieu et $\mathrm{d}s_{[A+B]}$ serait nul. En plaçant une machine thermique de faible rendement, $\mathrm{d}s_{[A+B]}$ serait faible ; le cas ci-dessus où le transfert de chaleur se fait sans machine est le cas limite où aucun travail n'est produit.

« *Partout où il existe une différence de température, il peut y avoir production de puissance motrice.* Réciproquement partout où l'on peut consommer de cette puissance, il est possible de faire naître une différence de température, il est possible d'occasioner une rupture d'équilibre dans le calorique. »

Sadi Carnot, 1824 [4]

8.4.2 Irréversibilités lors des compressions et détentes adiabatiques

Un second type de transformation donne lieu à des irréversibilités, et donc à une augmentation de l'entropie totale : c'est le transfert de travail dans les fluides.

En pratique, toute détente ou compression se fait en présence d'irréversibilités internes. Comme la durée de l'évolution est finie (contrairement aux évolutions prescrites par Carnot), il y aura nécessairement des déséquilibres de pression au sein du fluide. Ces déséquilibres font apparaître de la turbulence interne, qui provoque la transformation d'énergie cinétique en chaleur, par frottement.

Ainsi, une compression adiabatique réelle provoque plus d'échauffement du fluide qu'une compression adiabatique réversible (figure 8.11) : une partie du travail fourni est entièrement convertie en chaleur, au travers des frottements internes. Par le même phénomène, une détente adiabatique réelle abaisse moins la température qu'une détente adiabatique réversible. À chaque fois, l'entropie est augmentée bien qu'aucun transfert de chaleur $\mathrm{d}q$ n'ait eu lieu.

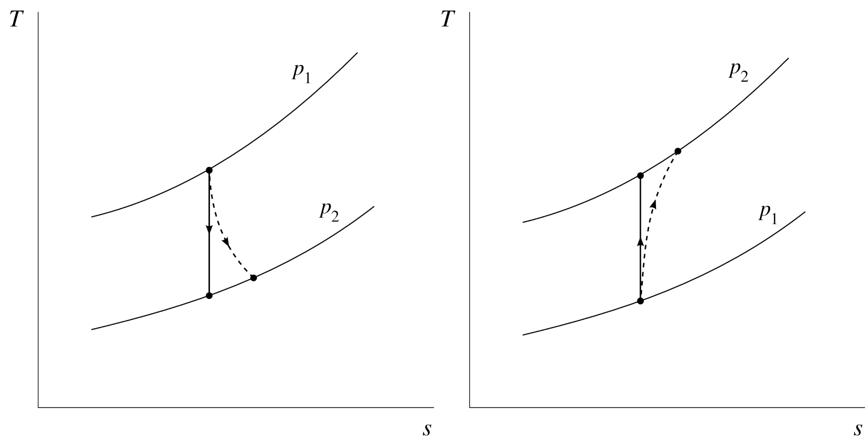


FIGURE 8.11 – Détente et compression adiabatiques théoriques (isentropiques, traits continus) et réelles (traits pointillés).
Il faut bien noter que l'accroissement de l'entropie n'est en rien lié à un transfert de chaleur « $\mathrm{d}q$ ». Le parcours sur le diagramme $T - s$ n'est pas continu et l'aire en dessous ne représente pas un flux de chaleur au travers des frontières du système.

Diagrammes CC-0 o.c.

8.4.3 Le second principe et l'entropie

Nous avons admis au chapitre 7 (*le second principe*) que la chaleur ne se déplaçait spontanément que vers une température plus basse – un postulat que nous nommons *second principe*. Nous pouvons maintenant formuler cette affirmation avec une expression mathématique.

> « *La chaleur ne peut passer d'un corps plus froid vers un corps plus chaud, sans qu'un changement en connexion avec ce transfert n'ait lieu simultanément.* »
>
> Rudolf Clausius, 1854 [13, 18, 22]

Lors d'un transfert de chaleur d'un corps à température T_A vers un autre à température T_B, la variation globale d'entropie $\Delta s = \frac{-q}{T_\text{A}} + \frac{q}{T_\text{B}}$ est nécessairement nulle ou positive car T_A est nécessairement égale ou supérieure à T_B.

Lors d'un transfert de travail toute irréversibilité donne lieu à une température finale plus haute qu'elle n'aurait pu l'être (cf. §2.4.3). L'obtention du même état final avec un chemin réversible demande donc un apport de chaleur, c'est-à-dire un terme $\int \left(\frac{dQ}{T}\right)_\text{rév.}$ positif. Une irréversibilité se traduit donc par une augmentation de l'entropie globale.

Ainsi, nous pouvons traduire le second principe de la façon suivante :

> Lorsqu'un système isolé énergétiquement évolue,
> son entropie s varie de façon telle que
>
> $$\Delta s \geqslant 0 \tag{8/16}$$

On peut toujours réduire l'entropie d'un système pour la ramener à sa valeur initiale (il suffit pour cela de ramener le système lui-même à son état initial, quelle que soit la manière de procéder), mais cela se fera nécessairement au prix d'une augmentation *au moins aussi grande* de celle d'un autre système.

Nous pourrions également dire, de la même façon que nous avions décrit l'énergie comme « une grandeur qui ne varie pas lors des transformations » (§1.1.1), que l'entropie est conceptualisée comme « une grandeur qui augmente toujours lors des transformations ». C'est l'indicateur que nous recherchions en §8.1.1 pour pouvoir déterminer le sens des transformations.

8.4.4 Prédire le sens des transformations

Si l'on veut montrer qu'un système ne peut aller que d'un état A à un état B, c'est-à-dire que l'évolution est irréversible, il nous faut procéder de la façon suivante :

1. Il faut trouver un chemin réversible A → B, c'est-à-dire un procédé pour aller de A à B en gardant toujours la pression et la température homogènes même si elles varient ;
2. Le long de ce chemin réversible, nous calculons Δs (c'est-à-dire que nous effectuons l'intégrale $\int \frac{dq}{T}$ pour ce chemin).

3. Nous comparons avec l'intégrale $\int \frac{dq}{T}$ le long du chemin *réel*, qui elle ne correspond pas à la variation d'entropie.

Il y a trois possibilités :

- Si les deux intégrales sont égales, alors la transformation réelle est *réversible* : elle peut avoir lieu dans les deux sens.
- Si $\int \left(\frac{dq}{T}\right)_{\text{chemin réel}} < \int \left(\frac{dq}{T}\right)_{\text{rév.}}$, alors la transformation réelle est *irréversible*. Elle ne peut avoir lieu que depuis A vers B.
- Si $\int \left(\frac{dq}{T}\right)_{\text{chemin réel}} > \int \left(\frac{dq}{T}\right)_{\text{rév.}}$, alors la transformation « réelle » décrite est *impossible*. Elle ne peut avoir lieu que dans le sens inverse (B → A).

Nous pouvons donc, au moins pour quelques cas simples, retrouver mathématiquement le sens du temps – une subtilité que l'on n'attendait pas de la part d'ingénieurs préoccupés par leur consommation de combustible !

Exemple 8.8

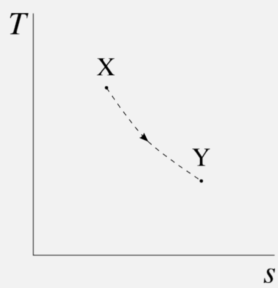
Une masse d'air suit une évolution sans apport de chaleur. Il y a deux états :

- Un état X à 5 bar et 100 °C ;
- Un état Y à 1 bar et 5 °C.

Quel est le seul sens ($X \to Y$ ou $Y \to X$) dans lequel l'évolution peut avoir lieu ?

Proposons le sens $X \to Y$ et vérifions s'il est physiquement possible.
La variation d'entropie est égale à l'intégrale $\int_X^Y \left(\frac{dq}{T}\right)_{\text{rév.}}$. Avec l'équation 8/11, $\Delta s = c_p \ln \frac{T_Y}{T_X} - R \ln \frac{p_Y}{p_X} = 1\,005 \ln \frac{5+273{,}15}{100+273{,}15} - 286 \ln \frac{1}{5} = +166{,}6\,\mathrm{J\,K^{-1}\,kg^{-1}}$.
De l'autre côté, l'intégrale $\int_X^Y \left(\frac{dq}{T}\right)_{\text{chemin réel}}$ est égale à zéro car en réalité il n'y a pas eu de transfert de chaleur ($dq = 0$).
Nous avons donc $\Delta s > \int_X^Y \left(\frac{dq}{T}\right)_{\text{chemin réel}}$ et l'évolution est irréversible. Si nous voulions revenir en arrière, de Y à X, nous serions obligés de retirer de la chaleur.

L'évolution peut être représentée de façon qualitative sur un diagramme $T - s$ ainsi :



Exemple 8.9

De l'eau suit une évolution pendant laquelle on lui apporte $1\,\mathrm{MJ\,kg^{-1}}$ de chaleur (sa température étant alors figée à $130\,°\mathrm{C}$). Il y a deux états, un au début et l'autre à la fin :

— Un état X à l'état de liquide saturé à $130\,°\mathrm{C}$;

— Un état Y à l'état de vapeur saturée à $170\,°\mathrm{C}$.

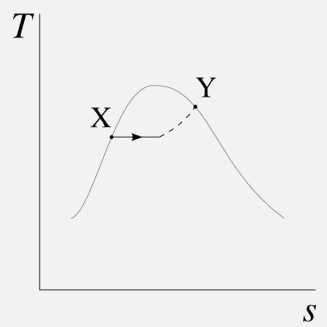
Quel est le seul sens ($X \to Y$ ou $Y \to X$) dans lequel l'évolution peut avoir lieu ?

Proposons le sens $X \to Y$ et vérifions s'il est physiquement possible.

Nous lisons les valeurs de l'entropie dans l'abaque n°2 : $s_X = s_{L130\,°\mathrm{C}} = 1{,}6346\,\mathrm{kJ\,K^{-1}\,kg^{-1}}$ et $s_Y = s_{V170\,°\mathrm{C}} = 6{,}665\,\mathrm{kJ\,K^{-1}\,kg^{-1}}$.
Ainsi, $\Delta s = \int_X^Y \left(\frac{\mathrm{d}q}{T}\right)_{\text{rév.}} = +5{,}03\,\mathrm{kJ\,K^{-1}\,kg^{-1}}$.

De l'autre côté, nous pouvons calculer l'intégrale $\int_X^Y \left(\frac{\mathrm{d}q}{T}\right)_{\text{chemin réel}}$ car nous savons que la chaleur a été apportée lorsque la température était fixée à $130\,°\mathrm{C}$. Ainsi $\int_X^Y \left(\frac{\mathrm{d}q}{T}\right)_{\text{chemin réel}} = \frac{1}{T}\int_X^Y (\mathrm{d}q)_{\text{chemin réel}} = \frac{q_{X\to Y}}{T} = \frac{1 \cdot 10^6}{170+273{,}15} = +2{,}26\,\mathrm{kJ\,K^{-1}\,kg^{-1}}$.

L'évolution peut être représentée de façon qualitative sur un diagramme $T - s$ ainsi :



Ici, nous avons $\Delta s > \int_X^Y \left(\frac{\mathrm{d}q}{T}\right)_{\text{chemin réel}}$ et l'évolution est irréversible. Si nous voulions revenir en arrière, de Y à X, nous serions obligés de refroidir le gaz en lui retirant *nécessairement* une quantité plus grande que $1\,\mathrm{MJ\,kg^{-1}}$.

8.5 L'entropie, le temps, et l'univers

8.5.1 L'entropie pour l'ingénieur

Nous avons vu que l'entropie, de la même façon que l'énergie, est un concept dont la quantification des variations permet de déterminer les transformations qui sont *possibles*. Il s'agit donc fondamentalement d'un concept de physicien/ne. Pour l'ingénieur/e, l'entropie est :

— « ce qui ne varie pas lorsque l'on comprime et détend les fluides de façon idéale ». Ainsi la quantification de Δs nous permet de quantifier les propriétés que devrait avoir un fluide à la sortie d'un compresseur ou d'une turbine ;

— « ce qui ne varie pas lorsque l'on transfère de la chaleur à l'intérieur d'un système de façon idéale ». Ainsi la quantification de Δs nous permet de calculer l'irréversibilité qui a lieu lors des transferts de chaleur.

À chaque fois que nous donnons lieu à une augmentation de l'entropie globale, il nous faut au final effectuer un rejet de chaleur indésirable. Ainsi, ces quantifications de Δs nous permettent de mesurer la qualité des détentes, compressions, refroidissements et réchauffements que nous effectuons avec les fluides dans nos machines.

8.5.2 Contexte : le sens du temps

Les exemples que nous avons étudiés dans ce chapitre pour déterminer le sens des transformations sont très académiques, toutefois la démarche reste valide pour toute transformation : une pierre jetée dans un étang, une assiette qui se casse en tombant, etc. Si nous revenons aux trois photos de la figure 8.1, nous pourrions en retrouver l'ordre en déterminant les états initial et final de l'eau autour de la plongeuse, et en comparant Δs à l'intégrale $\int \left(\frac{\mathrm{d}q}{T}\right)_{\text{chemin réel}}$ réalisée pendant l'entrée dans l'eau.

C'est ce désir de retrouver l'ordre absolu dans lequel se succèdent les états, c'est-à-dire le sens du temps, qui a mené le physicien allemand Rudolf Clausius jusqu'à proposer le concept d'*entropie* en 1865 dans une publication magistrale – *Über verschiedene für die Anwendung bequeme Formen der Hauptgleichungen der mechanischen Wärmetheorie* [17, 18, 19]. Concluant une décennie de travail autour de la grandeur $\frac{Q}{T}$, il y formalise un concept que ses condisciples français Ferdinand Reech et écossais William Rankine n'avaient qu'effleuré [36], et y rassemble l'ensemble des connaissances contemporaines de sa discipline.

Clausius forge le mot *en-tropie* à partir du grec ancien *tropè* τροπή (révolution, changement), ce qui, couplé à son ton autoritaire, ne fait rien pour gagner l'enthousiasme de ses contemporains. Mais le concept est si puissant, et l'équation 8/16 si simple, qu'ils sont universellement acceptés.

Ainsi, après un siècle d'efforts, la physique de la chaleur a rattrapé la technologie des moteurs. Nous voilà capables de décrire entièrement et de façon quantitative le comportement des corps sans devoir nous pencher sur celui de leurs constituants, tels que les molécules, atomes ou particules sub-atomiques : l'entropie était la dernière pièce manquante de ce que nous appelons aujourd'hui la *thermodynamique macroscopique*.

« J'ai intentionnellement formé le mot *entropie* de sorte qu'il soit aussi similaire au mot *énergie* que possible, parce que les sens physiques des deux grandeurs nommées par ces mots sont si étroitement liés qu'il m'a semblé qu'une cetraine similarité dans leurs désignations était désirable. »

Rudolf Clausius, 1865 [17, 18, 19]

8.5.3 L'entropie à l'échelle microscopique

Passé Clausius, le développement de la thermodynamique n'intéresse plus guère les ingénieurs, mais les physiciens ne sont pas rassasiés. Il nous reste en effet un problème, car si nous avons bien *décrit* le phénomène d'irréversibilité, nous n'avons toujours pas *expliqué* son origine à l'intérieur de corps constitués de particules dont les évolutions (un incessant bourdonnement de collisions, à base de forces d'attraction et de répulsion), *elles*, sont parfaitement réversibles.

Il ne faudra que dix ans pour que la réponse soit formalisée : l'autrichien Ludwig Boltzmann propose en 1875 une *définition microscopique* de l'entropie :

$$S \equiv k \ln \lambda \qquad (8/17)$$

où λ est le nombre de configurations possibles du système qui correspondent à son état,
et k est une constante.

Ainsi pour Boltzmann l'entropie est une mesure de la probabilité du système d'être dans l'état où on l'observe. Plus la configuration est probable (homogénéité de la pression et de la température), plus l'entropie est grande.

À l'échelle macroscopique, nous avions décrit le second principe comme une impossibilité (§7.1.1) : un objet de température homogène ne peut pas voir spontanément une extrémité se refroidir et l'autre se réchauffer. Selon Boltzmann, un tel événement n'est pas strictement impossible, mais seulement très improbable. L'état où les molécules les plus rapides sont toutes rassemblées à une extrémité, et les plus lentes à l'autre, est bien moins probable (entropie plus faible) qu'un état où elles sont réparties de façon homogène (entropie plus grande).

« Nous mesurons le « désordre » par le nombre de manières dont l'intérieur peut être arrangé, de telle sorte que de l'extérieur cela apparaisse la même chose. *Le logarithme de ce nombre de manières est l'entropie.*
Ainsi, avec la définition technique ci-dessus du désordre, nous pouvons comprendre la proposition. Premièrement, l'entropie mesure le désordre. Deuxièmement, l'univers va toujours de « l'ordre » vers le « désordre », ainsi l'entropie augmente toujours. L'ordre n'est pas un ordre au sens où nous aimons l'arrangement, mais au sens où le nombre de manières différentes à notre disposition pour obtenir quelque chose de toujours extérieurement identique, est relativement restreint. »

Richard Feynman, 1963 [30, 35]

Cette approche a non seulement le mérite de raccrocher notre discipline avec la théorie atomique – et nous parlerons dès lors de *thermodynamique microscopique* et *statistique* – mais elle va aussi ouvrir la porte de la théorie de l'information. En effet, la résolution et la précision avec lesquelles on évalue l'état d'un système affectent le nombre de configurations possibles que l'on peut lui attribuer. Voici

le concept de l'*information* rattaché à d'autres propriétés physiques : un résultat impressionnant pour une discipline qui ne visait qu'à explorer ce que voulait dire « chaud » !

8.5.4 L'entropie et l'univers

Nous quittons l'entropie sur une question ouverte. Dans la mesure où l'on pense l'univers comme étant un ensemble fini, c'est-à-dire comme à un système isolé contenant une quantité fixe d'énergie, peut-on lui appliquer l'équation 8/16 : $\Delta s_{\text{univers}} > 0$ lorsque le temps passe ? L'univers tend-il vers une température minimale homogène finale ? Clausius est sans équivoque : il termine aussitôt son article de 1865 par l'affirmation :

> « Pendant une durée de temps finie dans le passé, la terre a dû être –et dans une durée de temps à venir elle devra l'être encore– impropre à l'habitat de l'homme tel qu'il est présentement constitué, à moins que des opérations aient été ou soient réalisées qui sont impossibles selon les lois qui régissent les opérations ayant lieu aujourd'hui dans le monde matériel. »
>
> William Thomson, 1852 [12]

> Si l'on imagine que l'on ait calculé d'une manière conséquente pour l'univers entier [. . .] la quantité que j'ai nommée *entropie* pour un corps particulier, ainsi que la quantité désignée sous le nom d'*énergie* et dont le sens est plus facile à saisir, on pourra exprimer très simplement, sous la forme suivante, les lois fondamentales de l'univers qui correspondent aux deux principes essentiels de la théorie mécanique de la chaleur :
>
> 1. L'énergie de l'univers est constante.
> 2. L'entropie de l'univers tend vers un maximum.

La théorie des réfrigérateurs et des moteurs est-elle apte à prévoir la fin du monde ? Pour explorer cette question de façon ludique, l'étudiant/e pourra lire *L'ultime question* d'Isaac Asimov [29, 32] ou *L'entropie et tout ça* de Philippe Depondt [43]. Pour une réponse plus formelle, il faudra se reporter à un bon manuel de physique.

8.6 Un peu d'histoire : Rumford, un aventurier qui « pèse » la chaleur

Par Philippe Depondt
Université Pierre et Marie Curie, Paris

Il s'appelait en fait Benjamin Thompson (1753-1814) et était américain de Woburn, Massachussetts [40]. Il eut d'abord de nombreuses et éclectiques occupations : employé dans un magasin, instituteur, étudiant en médecine… Toutefois, quand la révolution américaine survint, la Nouvelle Angleterre où il habitait se trouva au cœur du conflit ; Thompson choisit le camp loyaliste et devint agent secret pour les Anglais. Au moment de la déclaration d'indépendance des États-Unis d'Amérique en 1776, prudemment, il partit pour l'Angleterre.

Il entreprit alors des recherches sur les projectiles et entra à la *Royal Society* en 1779. Il retourna cependant en Amérique en 1782 toujours pour y combattre du côté anglais, mais la paix fut déclarée l'année suivante. Il fut anobli baron Rumford par le roi George III en récompense de ses services. Il devint alors conseiller de l'électeur de Bavière, puis ministre de la guerre. Pendant les 14 ans passés en Bavière, il réforma l'armée, institua des aides pour les nécessiteux, créa le célèbre « Jardin Anglais » (*Englisher Garten*) à Munich. Il retourna ensuite en Angleterre, pour finalement s'installer en France en 1805 où il fit un mariage – désastreux – avec Marie Lavoisier, la veuve du chimiste décapité pendant la révolution française.

Au cours de cette vie aventureuse, il trouva le moyen de faire au moins deux découvertes importantes. Dans le cadre de la théorie du calorique, il tenta de peser la chaleur, en pesant des corps portés à différentes températures. De ces tentatives infructueuses, il déduisit que la chaleur n'a pas de poids. Ensuite, au cours de ses activités de ministre de la guerre, il faisait forer des canons et observa en 1798 que l'action du forage échauffait les fûts au point de faire bouillir de l'eau. Il comprit que la quantité de chaleur ainsi dégagée n'était pas limitée par la quantité de matière qui la contenait. Il en déduisit que cette chaleur n'était pas contenue dans la matière mais *produite* par le travail des chevaux qui actionnaient le foret : une préfiguration du premier principe de Joule.



FIGURE 8.12 – Sir Benjamin Thompson de Rumford, combattant milicien, agent secret, architecte, ministre de guerre, expérimentateur hardi, séducteur cosmopolite, et bien sûr, thermodynamicien.
Gravure par J. P. P. Rauschmayr, 1797 (domaine public)

L'histoire des sciences comporte aussi quelques personnages plutôt romanesques !

8.7 Exercices

Les propriétés de l'eau sont toutes tabulées dans les abaques n°1, 2 et 3.

L'air est modélisé comme un gaz parfait.

$c_{v(\text{air})} = 718\,\text{J}\,\text{kg}^{-1}\,\text{K}^{-1}$ $\quad R_{\text{air}} = 287\,\text{J}\,\text{kg}^{-1}\,\text{K}^{-1}$

$c_{p(\text{air})} = 1\,005\,\text{J}\,\text{kg}^{-1}\,\text{K}^{-1}$ $\quad \gamma_{\text{air}} = 1{,}4$

Nous admettons que pour une évolution adiabatique réversible (sans apport de chaleur et infiniment lente) les propriétés de l'air suivent les trois relations suivantes :

$$\left(\frac{T_1}{T_2}\right) = \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^{\gamma-1} \tag{4/36}$$

$$\left(\frac{T_1}{T_2}\right) = \left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \tag{4/37}$$

$$\left(\frac{p_1}{p_2}\right) = \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^{\gamma} \tag{4/38}$$

Nous admettons également que la variation d'entropie d'un gaz parfait, pour n'importe quelle évolution, est quantifiée par les relations suivantes :

$$\Delta s = s_2 - s_1 = c_v \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{v_2}{v_1} \tag{8/10}$$

$$\Delta s = s_2 - s_1 = c_p \ln \frac{T_2}{T_1} - R \ln \frac{p_2}{p_1} \tag{8/11}$$

Nous admettons enfin que les efficacités des machines thermiques basées sur un cycle de Carnot s'expriment en fonction des températures absolues ainsi :

$$\eta_{\text{moteur Carnot}} = 1 - \frac{T_B}{T_H} \tag{7/6}$$

$$\eta_{\text{réfrigérateur Carnot}} = \frac{1}{\frac{T_H}{T_B} - 1} \tag{7/7}$$

$$\eta_{\text{thermopompe Carnot}} = \frac{1}{1 - \frac{T_B}{T_H}} \tag{7/8}$$

E 8.1 Questions de cours

Pour aborder les exercices sur un sujet aussi consistant, il faut d'abord bien maîtriser les fondamentaux !

1. Comment calcule-t-on la variation d'entropie d'un corps pendant une évolution réelle quelconque ?
2. Peut-on faire diminuer l'entropie d'un corps ?
3. Quelle est la différence entre l'entropie spécifique et la capacité calorifique, qui ont toutes les deux les mêmes unités ?
4. À quoi ressemblerait la figure 8.10 p.234 si le transfert de chaleur était poursuivi au-delà d'une quantité infinitésimale de chaleur dQ, jusqu'à ce que la tasse A et la bouteille d'eau B soient à même température ?

E 8.2 Variations élémentaires d'un gaz parfait

Parmi les évolutions d'un gaz parfait décrites en figure 8.13, identifiez l'évolution à température constante, à pression constante, isentropique, et à volume constant (*cet exercice est parallèle à l'exercice E 4.10 p.108*).

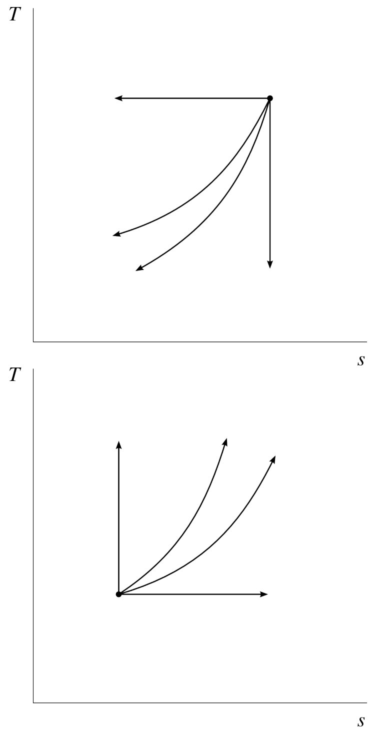


FIGURE 8.13 – Évolutions élémentaires réversibles d'un gaz parfait, représentées sur un diagramme température-entropie.

Schéma CC-0 o.c.

E 8.3 Détente d'un liquide/vapeur

On dispose de 10 kg d'eau à 45 bar et 600 °C.

1. Quelle est la quantité maximale de travail qu'il est possible d'extraire de cette masse d'eau, sans lui fournir de chaleur, si on peut la détendre jusqu'à 4 bar ?
2. Si la détente était poursuivie jusqu'à une pression plus basse, à quelle température l'eau se condenserait-elle ?

3. Représentez l'évolution sur un diagramme température-entropie, de façon qualitative (c'est-à-dire sans représenter les valeurs numériques), en y représentant aussi la courbe de saturation.

E 8.4 Chauffage à température constante

On fournit lentement une quantité de chaleur de 3 000 kJ kg^{-1} à une masse d'eau liquide saturée à 200 °C. La température est maintenue constante pendant toute l'évolution.

Quelle est la quantité de travail développée par l'eau pendant l'évolution ? Représentez l'évolution sur un diagramme pression-volume, de façon qualitative en y représentant aussi la courbe de saturation.

E 8.5 Diagrammes température-entropie

Représentez les évolutions que nous avons déjà étudiées, chacune sur un diagramme température-entropie, de façon qualitative en y faisant éventuellement figurer la courbe de saturation :

1. Évolutions simples : exercices E 4.6 et E 4.7 p.108, E 5.3 et E 5.4 p.147 ;
2. Cycles thermodynamiques : exercices E 7.5 et E 7.7 p.211.

E 8.6 Cycle de Carnot

Représentez le cycle suivi par le fluide à l'intérieur d'une pompe à chaleur opérant selon le cycle de Carnot sur un diagramme pression-volume, de façon qualitative et en y représentant aussi les deux transferts de chaleur.

Comment le cycle serait-il modifié si la compression et la détente restaient adiabatiques mais n'étaient pas réversibles ? Comment seraient affectés les deux transferts de chaleur ?

E 8.7 Turbine à vapeur

Dans la salle des machines d'un navire important (figure 8.14), un débit de 250 t h^{-1} de vapeur rentre à 55 bar et 660 °C dans la turbine.

Dans la turbine la vapeur est détendue en suivant une évolution approximativement adiabatique réversible. Lorsque la pression atteint 1 bar, on prélève de la vapeur avec un faible débit (1 kg s^{-1}), pour réchauffer une autre partie de la centrale. La vapeur restant dans la turbine est détendue jusqu'à une pression de 0,18 bar.

Quelle est la puissance mécanique développée par la turbine ?

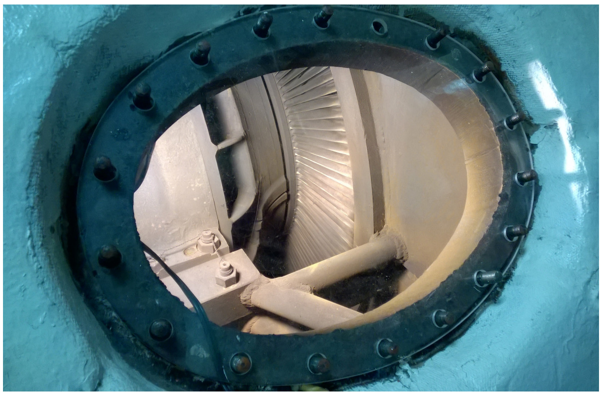


FIGURE 8.14 – Hublot d'inspection d'une des turbines basse pression (puissance ~25 MW) du porte-avions *USS Hornet* lancé en 1943.

E 8.8 Sens des transformations (1)

Une masse d'air suit une évolution sans apport de chaleur. Il y a deux états :

— Un état X à 1 bar et 300 °C ;

— Un état Y à 5 bar et 500 °C.

Quel est le seul sens ($X \to Y$ ou $Y \to X$) dans lequel l'évolution peut avoir lieu ?

Représentez l'évolution sur un diagramme pression-volume et sur un diagramme température-entropie, de façon qualitative.

E 8.9 Sens des transformations (2)

De l'eau suit une évolution pendant laquelle on lui retire 2 MJ kg^{-1} de chaleur (sa température étant alors figée à 250 °C). Il y a deux états, un au début et l'autre à la fin :

— Un état X à l'état de vapeur saturée à 200 °C ;

— Un état Y à l'état de liquide saturé à 240 °C.

Laquelle des deux évolutions doit avoir eu lieu avant l'autre ?

E 8.10 Détente d'air comprimé

L'air dans un cylindre isolé thermiquement est détendu depuis 6,8 bar et 430 °C jusqu'à 1 bar.

À la sortie, la température est mesurée à 150 °C.

La détente est-elle réversible ? Représentez l'évolution sur un diagramme température-entropie, de façon qualitative.

E 8.11 Pompe à air

De l'air rentre dans une petite pompe centrifuge avec un débit de 4 kg min^{-1} (figure 8.15). La pompe n'est pas isentropique, mais on peut négliger ses pertes de chaleur.



FIGURE 8.15 – Compresseur à air à usage public à Stockholm, destiné aux cyclistes. Un échangeur de chaleur intégré sous la carrosserie permet heureusement d'éviter les températures calculées dans cet exercice.

Photo CC-BY-SA *Jakob Voß (recadrée)*

À l'entrée, l'air est à 1 bar bar et 15 °C.
À la sortie, la pression est à 2 bar et on mesure la température à 97 °C.

1. Quelle est la puissance requise pour alimenter le compresseur ?
2. Quelle serait la puissance si la compression se faisait de façon isentropique ?
3. Quels seraient les transferts de chaleur et de travail nécessaires pour ramener l'air à ses conditions initiales (en minimisant les transferts de chaleur) ?

E 8.12 Centrale électrique théorique

Pendant la conception d'une centrale électrique, un groupe d'ingénieurs enthousiastes étudie la possibilité de faire suivre à l'eau un cycle de Carnot. La chaleur dégagée par la combustion du charbon est transmise à une chaudière à vapeur. La vapeur est détendue dans une turbine, qui alimente une génératrice électrique.

De A à B L'eau est compressée dans une pompe isentropique.
En A, le mélange liquide-vapeur est à pression de 0,04 bar.
En B, l'eau est à l'état de liquide saturé, à pression de 40 bar.

De B à C L'eau est chauffée à pression constante (40 bar) dans la chaudière. En C, l'eau est à l'état de vapeur saturée.

De C à D L'eau est détendue dans la turbine isentropique. En D, l'eau est à la pression initiale, c'est-à-dire 0,04 bar.

De D à A L'eau est refroidie dans un condenseur à pression constante (0,04 bar).

1. Schématisez les éléments du circuit suivi par la vapeur, et représentez l'évolution sur un diagramme température-entropie, de façon qualitative et en y représentant aussi la courbe de saturation.
2. Quel est le titre de l'eau lorsque la condensation est interrompue (en A) ? Quelle est alors l'enthalpie spécifique ?
3. Quel est le titre à la sortie de la turbine (en D) et l'enthalpie spécifique en ce point ?
4. Quelle est la puissance développée par la turbine ?
5. Quelle est la puissance de la chaudière ?
6. Quelle est la puissance de la pompe ?
7. Quel est le rendement de l'installation ?

E 8.13 Transferts de chaleur irréversibles

Un moteur à vapeur fonctionne sur un cycle de Carnot, avec un flux continu (débit : 2 kg s^{-1}), entre les points de saturation de l'eau. Le moteur est conçu pour exploiter une source de chaleur de température modérée (300 °C), issue de la combustion de déchets industriels, et il rejette de la chaleur dans une rivière à basse température (5 °C).

La chaudière a des parois épaisses pour réduire l'impact des imperfections de fabrication et pour soutenir la pression élevée de l'eau. Cette épaisseur impose un gradient de température important à travers les parois (10 °C). Il en va de même dans le condenseur (gradient : 10 °C).

1. De combien l'entropie de l'ensemble {source de chaleur + eau} augmente-t-elle ?
2. De combien l'entropie de l'ensemble {puits de chaleur + eau} augmente-t-elle ?
3. Quelle est la perte de puissance associée à cette augmentation d'entropie ?
4. Quelle(s) propriété(s) du matériau constituant la chaudière sont-elles les plus désirables pour minimiser ce problème ?

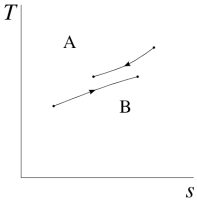
E 8.14 Compressions et détentes irréversibles

L’équipe d’ingénieurs en charge du moteur de l’exercice précédent (cycle de Carnot fonctionnant entre 290 °C et 15 °C, exercice E 8.13) découvre que les phases de compression et détente ne se font pas de façon réversible.

Le compresseur amène bien l’eau à température haute mais sa consommation de travail est 10 % plus importante que prévu. La turbine amène bien l’eau à température basse, mais elle fournit 10 % d’énergie mécanique en moins que prévu.

1. De combien l’entropie de la vapeur augmente-t-elle dans chacun de ces deux composants ?
2. De combien augmentent les rejets de chaleur ?
3. Quelle est la perte en efficacité de l’installation par rapport à une installation réversible ?

Résultats



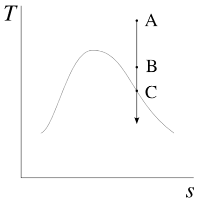
E 8.1 1) Voir §8.2.2 p.218 ;

2) Oui bien sûr, un simple prélèvement de chaleur suffit : voir à ce propos l'exemple 8.1 p.219 ;

3) Capacité thermique massique : chaleur spécifique $\mathrm{d}q$ nécessaire pour générer une variation $\mathrm{d}T$ de température (équation 1/13 p.13 : $c \equiv \frac{\mathrm{d}q}{\mathrm{d}T}$). Entropie massique : chaleur spécifique $\mathrm{d}q$ *divisée par la température* à laquelle elle est fournie, pendant une évolution réversible (équation 8/2 p.218) ;

4) Les deux températures évoluent jusqu'à s'égaliser ; $\Delta s_\mathrm{A} + \Delta s_\mathrm{B} > 0$.

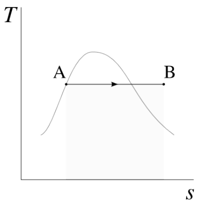
E 8.2 *Dans le sens horaire, en partant de la verticale, sur les deux graphiques :* isentropique, isochore, isobare, isotherme.



E 8.3

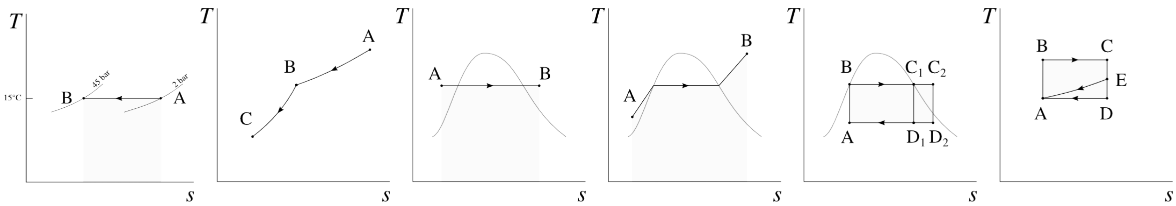
1) $u_1 = 3\,276{,}4\,\mathrm{kJ\,kg^{-1}}$ et $u_2 = 2\,703{,}3\,\mathrm{kJ\,kg^{-1}}$: $W_\mathrm{max.} = -5{,}731\,\mathrm{MJ}$.

2) $T_3 = 103{,}51\,°\mathrm{C}$

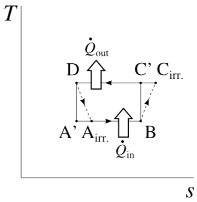


E 8.4

$s_2 = 8{,}671\,\mathrm{kJ\,K^{-1}\,kg^{-1}}$; ainsi $u_2 = 2\,660{,}89\,\mathrm{kJ\,kg^{-1}}$; enfin $w_{1\to2} = -1{,}19\,\mathrm{MJ\,kg^{-1}}$.

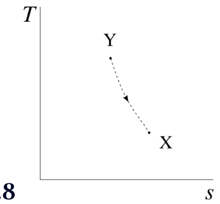


E 8.5

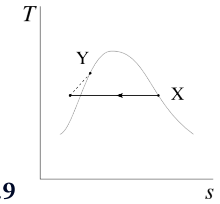


E 8.6 2) Dans ce cas $W_{\mathrm{B}\to\mathrm{C_{irr.}}} > W_{\mathrm{B}\to\mathrm{C'}}$ et, en valeurs négatives, $W_{\mathrm{D}\to\mathrm{A_{irr.}}} > W_{\mathrm{D}\to\mathrm{A'}}$. Ainsi la chaleur à rejeter $Q_{\mathrm{C}\to\mathrm{D}}$ augmente (ce qui peut au premier abord sembler un résultat intéressant) et la chaleur prélevée $Q_{\mathrm{A}\to\mathrm{B}}$ diminue (et l'on voit que l'augmentation de $Q_{\mathrm{C}\to\mathrm{D}}$ ne provient en fait que des inefficacités du compresseur et de la turbine, et ne fait que diminuer le rendement).

E 8.7 La démarche est comme décrite dans l'exemple 8.7 p.232 : $h_1 = 3\,803{,}5\,\mathrm{kJ\,kg^{-1}}$ (vapeur sèche) ; $h_2 = 2\,677{,}7\,\mathrm{kJ\,kg^{-1}}$ (vapeur sèche) ; $h_3 = 2\,413{,}6\,\mathrm{kJ\,kg^{-1}}$ (mélange de titre 91,9 %) ; on a donc $\dot{W}_\mathrm{turbine} = -96{,}26\,\mathrm{MW}$.



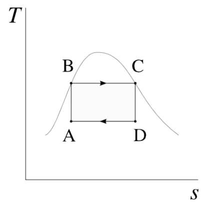
E 8.8 Avec l'équation 8/11 on constate que $s_Y - s_X = -161{,}08\,\mathrm{J\,K^{-1}\,kg^{-1}} < \int_X^Y \left(\frac{\mathrm{d}q}{T}\right)_{\text{chemin réel}} = 0\,\mathrm{kJ\,K^{-1}\,kg^{-1}}$ (puisque l'évolution est adiabatique). Ainsi le sens est $Y \to X$.



E 8.9 On suppose $X \to Y$, alors $\Delta s = -3{,}728\,\mathrm{kJ\,K^{-1}\,kg^{-1}}$ mais $\int_X^Y \left(\frac{\mathrm{d}q}{T}\right)_{\text{chemin réel}} = -3{,}823\,\mathrm{kJ\,K^{-1}\,kg^{-1}}$ ainsi nous sommes rassurés : le sens est bien $X \to Y$.

E 8.10 Avec l'équation 8/11, nous obtenons $\Delta s = +39{,}77\,\mathrm{J\,K^{-1}\,kg^{-1}}$ mais $-aha! - \int_1^2 \left(\frac{\mathrm{d}q}{T}\right)_{\text{chemin réel}} = 0\,\mathrm{kJ\,K^{-1}\,kg^{-1}}$, ainsi la transformation est irréversible. Nous aurions également pu utiliser la fort classique équation 4/37 p.102 pour découvrir que $T_{2\text{isentropique}} < 150\,°\mathrm{C}$.

E 8.11 1) $\dot{W}_{\text{pompe}} = \dot{m} c_p \Delta T = +5{,}493\,\mathrm{kW}$ (3/15 & 4/13) ; 2) Avec l'équation 4/37 $T_{2\text{is.}} = 351{,}3\,\mathrm{K}$ soit tout de même 78,1 °C, ainsi $\dot{W}_{\text{idéal}} = +4{,}231\,\mathrm{kW}$; 3) Une possibilité : détente isentropique pour obtenir $\dot{W}_{2\to1} = -4{,}231\,\mathrm{kW}$, puis un nécessaire refroidissement sans travail de $\dot{Q}_{2\to1} = -1{,}262\,\mathrm{kW}$. Toutes les transformations réversibles dont la somme nette des transferts prend ces valeurs (par exemple lors d'une détente refroidie) permettront de revenir en 1.



E 8.12 L'agencement est représenté en figure 7.17 p.211 ; 2) $x_A = \frac{s_B - s_L}{s_{LV}} = 0{,}2949$; ainsi $h_A = h_L + x_A h_{LV} = 838{,}7\,\mathrm{kJ\,kg^{-1}}$; 3) Même démarche : $x_D = 0{,}7014$ ainsi $h_D = 1\,827{,}5\,\mathrm{kJ\,kg^{-1}}$; 4) $w_{\text{turbine}} = h_D - h_C = -973{,}3\,\mathrm{kJ\,kg^{-1}}$; 5) $q_{\text{chaudière}} = h_C - h_B = +1\,713\,\mathrm{kJ\,kg^{-1}}$; 6) $w_{\text{pompe}} = h_B - h_A == +248{,}8\,\mathrm{kJ\,kg^{-1}}$; 7) $\eta_{\text{centrale}} = \left|\frac{w_{\text{net}}}{q_{\text{in}}}\right| = \frac{-w_{\text{turbine}} - w_{\text{pompe}}}{q_{\text{chaudière}}} = 42{,}29\,\%$. Comme toutes les phases sont réversibles et que les transferts de chaleur sont isothermes, on a bien $\eta_{\text{centrale}} = \eta_{\text{moteur carnot}} = 1 - \frac{T_{\text{eau condenseur}}}{T_{\text{eau chaudière}}}$ (7/6).

E 8.13 1) $\dot{S}_{\text{paroi haute température}} = \dot{m}\,(\Delta s_{\text{combustion}} + \Delta s_{\text{eau}}) = +91{,}77\,\mathrm{J/(K\,s)} = +91{,}77\,\mathrm{W\,K^{-1}}$; 2) $\dot{S}_{\text{paroi basse température}} = +188{,}3\,\mathrm{W\,K^{-1}}$, et l'on voit qu'un gradient de 10 °C est plus pénalisant à basse température qu'à haute température ; 3) $\dot{W}_{\text{perdue}} = \dot{Q}_{\text{in}} \left(\eta_{\text{supérieure}} - \eta_{\text{inférieure}}\right) = 77{,}9\,\mathrm{kW}$ 4) Pour réduire les gradients de température, il faut des matériaux avec une très grande conduction thermique (ce n'est bien sûr pas la seule qualité qui leur est demandée…).

E 8.14 1) $\Delta s_{\text{compresseur}} = +67\,\mathrm{J\,K^{-1}\,kg^{-1}}$; $\Delta s_{\text{turbine}} = +382\,\mathrm{J\,K^{-1}\,kg^{-1}}$; 2) $\Delta q_{\text{out}} = -110{,}2\,\mathrm{kJ\,kg^{-1}}$ soit +14,6 % ; 3) $\eta_{\text{installation réelle}} = 39{,}82\,\%$, soit −9 pt.

CHAPITRE 9

Cycles moteurs à vapeur

Le chapitre en bref

Les moteurs à vapeur sont utilisés dans les applications statiques. De nombreuses modifications sont apportées aux cycles idéaux pour réduire le coût et augmenter la puissance des machines.

❄

Maintenant que nous nous sommes armés de solides notions théoriques, nous pouvons étudier de plus près les cycles thermodynamiques utilisés dans l'industrie. Ce chapitre 9 (*cycles moteurs à vapeur*) a pour objectif de répondre à deux questions :

— Pourquoi et comment utilise-t-on des moteurs à vapeur aujourd'hui ?

— Pour quelles raisons s'éloigne-t-on des cycles idéaux et comment quantifie-t-on ces compromis ?

9.1 Pourquoi utiliser un moteur à vapeur ?

L'utilisation de l'eau comme fluide moteur dans une machine a indubitablement de nombreux inconvénients. En particulier, contrairement aux moteurs à combustion interne :

— Il est nécessaire soit de recycler l'eau dans la machine (et donc de la refroidir), soit de trouver une source continue d'eau pure pour la faire fonctionner ;

— Il y a une perte inévitable d'une partie de la chaleur fournie à la machine, au-dessus de la chaudière.

Pourquoi, alors, s'intéresser au fonctionnement des moteurs à vapeur ? La réponse est que beaucoup de sources de chaleur ne permettent pas d'apporter de la chaleur directement à l'intérieur du fluide moteur. En fin de combustion, le charbon, le bois, des déchets ménagers ou agricoles, par exemple, laissent des résidus importants qu'il est impensable de faire circuler dans une turbine. Les réactions nucléaires, quant à elles, ne peuvent pas être effectuées directement au sein de l'air. L'exploitation de ces sources, qui constituent une part importante des sources mondiales d'énergie, nécessite donc d'aller prélever la chaleur à l'extérieur du moteur.

> « L'on a essayé à diverses reprises de faire agir la chaleur sur l'air atmosphérique pour donner naissance à la puissance motrice. ce gaz présente, relativement à la vapeur d'eau, des avantages et des inconvéniens que nous allons examiner.
> 1°. Il présente, relativement à la vapeur d'eau, un avantage notable en ce qu'ayant à volume égal une capacité pour la chaleur beaucoup moindre, il se refroidirait davantage par une extension semblable au volume. [...] Or on a vu de quelle importance il était d'occasionner, par les changemens de volume, les plus grands changemens possibles dans la température.
> 2°. La vapeur d'eau ne peut être formée que par l'intermédiaire d'une chaudière, tandis que l'air atmosphérique pourrait être échauffé immédiatement par une combustion exécutée dans son sein. On éviterait ainsi une perte considérable, non seulement dans la quantité de chaleur, mais encore dans son degré thermométrique. »
>
> Sadi Carnot, 1824 [4]

Les liquides ont une excellente capacité calorifique volumique en comparaison à celle de l'air (celle de l'eau est environ mille fois supérieure [1]) : il s'agit donc de médiums compacts pour prélever de la chaleur d'une source externe. Parmi eux, l'eau est la plus abondante et certainement la moins difficile à manipuler.

Ainsi, la quasi-totalité des moteurs pour lesquels l'apport de chaleur ne peut être fait à l'intérieur de l'air fonctionne avec de l'eau. Ces sources de chaleur rendant difficile leur utilisation dans les transports, il s'agit le plus souvent d'installations statiques utilisées pour générer du courant électrique : une configuration qui permet d'importantes économies d'échelle dans le stockage et le transport de l'énergie. L'ensemble de ces facteurs justifie le développement de centrales à vapeur de plusieurs gigawatts électriques de puissance ($1\ \text{GW} = 10^9\ \text{W}$), ce qui fait d'elles les moteurs thermiques les plus puissants au monde.

1. Il est laissé à l'étudiant/e l'exercice de retrouver ces valeurs, à l'aide des chapitre 4 (*le gaz parfait*) et chapitre 5 (*liquides et vapeurs*).

9.2 Critères d'évaluation des moteurs

Plusieurs paramètres sont pris en compte dans l'évaluation de la performance et de la valeur des moteurs à vapeur.

9.2.1 Rendement thermique et rendement global

Le paramètre que nous avons appris à quantifier jusqu'ici est bien sûr l'*efficacité thermique* du moteur $\eta_{\text{moteur}} \equiv \left|\frac{\dot{W}_{\text{net}}}{\dot{Q}_{\text{in}}}\right|$ (6/4) que nous cherchons toujours à faire tendre vers son maximum théorique, $\eta_{moteurCarnot} = 1 - \frac{T_{\text{min.}}}{T_{\text{max.}}}$ (7/6).

Il ne faut toutefois pas oublier que la transformation de chaleur en travail n'est qu'une des nombreuses opérations en jeu dans la production d'électricité :

— La préparation du combustible (raffinement et réchauffement de mazout, pulvérisation du charbon, séparation des sables bitumeux) peut elle-même demander de l'énergie, ce que nous pouvons évaluer avec une efficacité $\eta_{\text{préparation}}$;

— Dans la chaudière, le transfert énergétique depuis la source de chaleur vers l'eau peut se faire incomplètement (une partie de la chaleur étant éventuellement perdue avec les gaz d'échappement), ce que nous pouvons évaluer avec une efficacité $\eta_{\text{chaudière}}$;

— La transmission d'énergie mécanique depuis la turbine vers la génératrice, éventuellement à l'aide d'un multiplicateur, entraîne des pertes par frottement que nous évaluons avec une efficacité $\eta_{\text{transmission}}$;

— La génération de puissance électrique à partir de travail mécanique se fait elle aussi avec des pertes aboutissant à la production de chaleur, que nous évaluons avec une efficacité $\eta_{\text{génératrice}}$.

Ainsi, l'*efficacité globale* η_{globale} de la production d'énergie électrique à la sortie de la centrale, qui compare l'énergie électrique produite à la chaleur effectivement dépensée pour la générer (c'est-à-dire son coût marginal énergétique), est le produit de toutes ces efficacités :

$$\eta_{\text{globale}} \equiv \eta_{\text{préparation}}\eta_{\text{chaudière}}\eta_{\text{moteur}}\eta_{\text{transmission}}\eta_{\text{génératrice}} \tag{9/1}$$

Il est attendu de l'ingénieur/e motoriste qu'il/elle travaille à augmenter l'efficacité globale plutôt que la seule η_{moteur}. On peut accepter de réduire sciemment l'efficacité thermique si cela permet d'augmenter par exemple $\eta_{\text{chaudière}}$ (avec une meilleure extraction de chaleur des gaz de cheminée) ou bien $\eta_{\text{génératrice}}$ (avec une augmentation de la vitesse de la turbine).

9.2.2 Puissance et consommation spécifiques

L'efficacité d'un moteur n'est pas le seul paramètre dont nous tenons compte dans l'évaluation économique de son utilisation : les coûts associés à son entretien ou à

la supervision de son opération, et bien sûr les frais d'acquisition, sont également déterminants. Ces dépenses ne sont calculables que si nous rentrons dans des détails technologiques qui dépassent le cadre de notre étude de la thermodynamique.

Malgré cela, nous pouvons déjà évaluer de façon primitive la taille et le coût d'acquisition d'un moteur en calculant sa *puissance nette spécifique* w_{net}. Pour qu'il puisse être peu encombrant, il est en effet souhaitable qu'un moteur génère une puissance nette importante pour un débit de masse donné : il peut même être souhaitable de compromettre pour cela l'efficacité thermique.

« [...] La charge convenable à la production du maximum *absolu* d'effet utile, dans les machines à détente, n'est pas la charge maximum dont est capable la machine. [...] Si l'on veut que la machine mette en mouvement la plus grande charge dont elle est capable, il faut la faire travailler sans détente ; mais cette charge n'est pas celle qui produit le maximum *absolu* d'effet utile. »

François-Marie Guyonneau de Pambour, 1839 [7]

Dans l'industrie, l'usage est plutôt de mesurer le paramètre inverse, que nous nommons *consommation spécifique*. Cette consommation indique le débit de vapeur nécessaire pour fournir un watt de puissance utile. Nous la notons *SSC* (pour l'anglais *Specific Steam Consumption*) :

$$SSC \equiv \frac{1}{|w_{net}|} \tag{9/2}$$

où *SSC* est la consommation spécifique (kg J^{-1}),
et w_{net} la puissance spécifique développée par la machine (J kg^{-1}).

L'unité de la consommation spécifique est le kg J^{-1} (elle représente des kg s^{-1} d'eau par W de puissance), mais l'usage dans l'industrie est souvent de la mesurer en kg/(kW h) (kilos par kilowatt – heure).

9.2.3 Impact écologique

La production de chaleur dans les moteurs thermodynamiques est au centre des grands défis écologiques de notre siècle. Une étude approfondie dépasse le cadre de ce livre, aussi retiendrons-nous seulement que l'impact écologique de cet approvisionnement en chaleur peut être réparti en trois grandes familles :

— La pollution par émission de particules nocives issues de la combustion, qui concerne en particulier la combustion des solides (notamment le charbon et les déchets ménagers et agricoles). Avec un système de filtrage ces émissions peuvent généralement être réduites à un très faible niveau ;

— L'émission de gaz à effets de serre, en particulier le CO_2, un produit inévitable du processus de combustion des hydrocarbures, et dont on sait aujourd'hui qu'ils provoquent une altération importante des mécanismes climatiques planétaires. Ces émissions concernent toutes les sources de chaleur basées sur la combustion ;

— L'émission de déchets radioactifs, qui concerne les sources de chaleur nucléaires. Ces déchets sont en faible quantité mais ils restent nocifs sur des durées de temps se comptant en millénaires.

Ainsi, hormis pour quelques sources de chaleur rarement disponibles (géothermie ou concentration solaire), les moteurs thermodynamiques sont toujours alimentés par des sources présentant des inconvénients majeurs. Ils sont toutefois encore seuls à permettre l'ubiquité d'énergie sous forme mécanique et électrique associée aux progrès économiques et sociétaux de notre civilisation ces deux derniers siècles. Il advient aux ingénieur/es et citoyen/nes responsables de juger avec sagesse de leurs défauts et qualités.

9.3 Composants des installations à vapeur

Avant d'étudier la construction des cycles thermodynamiques à vapeur, nous révisons brièvement le mode de fonctionnement des composants les plus courants des centrales.

9.3.1 Calcul des puissances des composants

Tous les systèmes à vapeur utilisés aujourd'hui fonctionnent avec un débit continu. En outre, la vapeur y subit des variations d'énergie cinétique et potentielle qui sont très faibles au regard des transferts de chaleur et de travail. Nous nous servirons donc exclusivement des notions abordées au chapitre 3 (*les systèmes ouverts*) et nous pourrons relier les puissances en jeu avec l'état de la vapeur grâce à la simple équation :

$$q_{1\to 2} + w_{1\to 2} = \Delta h \qquad (3/15)$$

pour les évolutions (réversibles ou non) en système ouvert en régime continu ($\dot{m}$ = cste.), lorsque les variations d'énergie mécanique sont négligées.

Dans ce cas, nous nous souvenons de notre étude du chapitre 3 que, lorsque l'évolution est réversible, le travail $w_{\mathrm{A}\to\mathrm{B}}$ entre deux points A et B s'exprime avec l'intégrale :

$$w_{\mathrm{A}\to\mathrm{B}} = \int_{\mathrm{A}}^{\mathrm{B}} v \, \mathrm{d}p \qquad (3/22)$$

en système ouvert,
et lorsque l'évolution est réversible.

Notons enfin que d'une façon générale, dans les équipements fonctionnant en régime continu, nous choisissons de séparer dans l'espace les transferts de chaleur et transferts de travail. Cela réduit grandement la complexité des machines.

— L'apport ou l'extraction de chaleur se fait donc préférablement sans transfert de travail, c'est-à-dire à pression constante (transformations isobares). Idéalement, ces transferts se feront à température constante (transformations isothermes).

— L'apport ou l'extraction de travail, nécessitant une variation de pression et le mouvement de pièces mécaniques au sein du fluide, se fait donc préférablement sans transfert de chaleur (transformations adiabatiques). Idéalement, ces transferts se feront sans augmentation d'entropie (transformations isentropiques).

9.3.2 Compresseurs et pompes

La compression sans transfert de chaleur d'un fluide en régime continu nécessite un transfert de travail :

$$\dot{W}_{\text{compression}} = \dot{m}\,(h_2 - h_1) \tag{9/3}$$

La compression des mélanges liquide-vapeur est un exercice particulier. La compression d'un gaz est déjà un défi majeur en mécanique des fluides, et cette compression est rendue nettement plus difficile s'il est mélangé à du liquide (c'est-à-dire qu'il est en mélange di-phasique). Pour cette raison, en ingénierie nous préférons en général nous concentrer soit sur la compression de vapeur sèche, soit sur la compression de liquide saturé.

Comme le volume spécifique de l'eau liquide est environ mille fois plus faible que celui de la vapeur d'eau, une brève re-lecture de l'équation 3/22 nous pousse à préférer la compression des liquides à celle des gaz. C'est pour cela que les phases de compression, dans les installations industrielles, se font toujours à l'état liquide, à l'aide de pompes (figures 9.2 et 9.1). Ce sont des équipements plus compacts et géométriquement simples que les compresseurs à gaz.

La puissance spécifique requise pour comprimer un débit de fluide d'une pression p_A à une pression p_B, lorsque l'évolution est réversible, s'exprime à partir de la relation 3/22. Comme le volume massique v_L de l'eau liquide pure saturée (environ $v_L = 1 \cdot 10^{-3}\,\mathrm{m^3\,kg^{-1}}$) varie très peu avec sa pression, nous pouvons écrire :

$$w_{\text{pompe liquide}} \approx v_L \int_{\mathrm{A}}^{\mathrm{B}} \mathrm{d}p = v_L(p_{\mathrm{B}} - p_{\mathrm{A}}) \tag{9/4}$$

dans le cas d'une pompe approximativement réversible et fonctionnant avec de l'eau liquide.

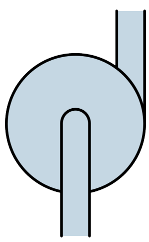


FIGURE 9.1 – Schéma de principe d'une pompe à eau.

Schéma CC-0 O.C.

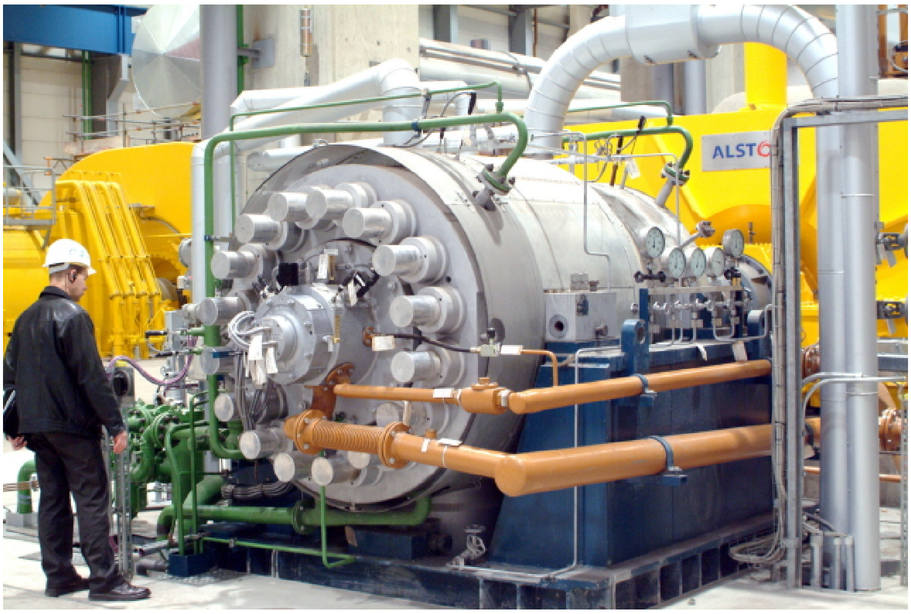
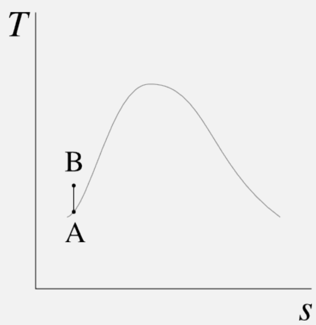


FIGURE 9.2 – Photo d'une pompe du fabricant KSB menant 2 500 t h^{-1} d'eau à 350 bar dans une centrale à vapeur.
Les pompes à liquide sont usuellement alimentées par un moteur électrique, mais ce modèle est alimenté mécaniquement par la turbine et doit ainsi fonctionner sur une plus grande plage de vitesses. Sa puissance maximale est de 38 MW ; la puissance de la turbine entraînée dépasse 800 MW.

Exemple 9.1

Dans une centrale, une pompe est alimentée par un débit de 35 kg s^{-1} d'eau liquide saturée à 0,5 bar. L'eau est comprimée de façon approximativement isentropique jusqu'à 40 bar. Quelle est la puissance consommée ?

L'évolution peut être représentée de façon qualitative sur un diagramme température-entropie ainsi :



Dans l'abaque n°3 à 0,05 MPa nous lisons l'enthalpie d'entrée $h_A = h_{L0,05\,\text{MPa}} = 340{,}5\ \text{kJ kg}^{-1}$. Le volume spécifique restera presque constant dans la pompe, à sa valeur de $v_A = v_{L0,05\,\text{MPa}} = 0{,}00103\ \text{m}^3\ \text{kg}^{-1}$.

Avec l'équation 9/4 nous calculons $\dot{W}_{\text{pompe}} \approx \dot{m}\ v_L(p_B - p_A) = 35 \times 0{,}00103(40 \cdot 10^5 - 0{,}5 \cdot 10^5) = +142{,}4\,\text{kW}$.

👉 Comme la compression est par hypothèse isentropique, nous aurions aussi pu partir du fait que $s_A = s_B$ pour obtenir h_B par interpolation dans l'abaque n°1 et calculer ainsi la puissance de la pompe. Un calcul de v_B avec cette méthode permet de se convaincre que le volume spécifique varie de manière imperceptible (moins de 0,1 %) pendant cette évolution.

👉 Comme nous avons calculé la puissance, nous sommes capables de calculer $h_B = \frac{\dot{W}_{\text{pompe}}}{\dot{m}} + h_A = 482{,}9\,\text{kJ}\,\text{kg}^{-1}$, c'est à dire l'enthalpie de l'eau à l'entrée de la chaudière, information très utile pour calculer sa puissance.

9.3.3 Chaudière

Dans les centrales à vapeur, les apports de chaleur se font à pression constante. L'eau du circuit thermodynamique est réchauffée par contact avec une autre canalisation : d'air dans le cas des centrales à combustion (déchets, charbon, gaz), ou d'eau (d'un circuit secondaire) dans le cas des centrales nucléaires [1].

L'extraordinaire comportement des fluides lorsqu'ils changent de phase tourne ici à notre avantage : en mélange di-phasique, une évolution à pression constante se fait aussi à température constante (§5.2.2), ce qui nous permet de nous rapprocher des conditions prescrites par Carnot sans avoir recours à la moindre pièce mobile.

Parce qu'elle fonctionne à haute pression (au delà de 60 bar dans les installations modernes) et qu'elle est le théâtre de transferts de chaleur et gradients de température importants, la chaudière est un élément coûteux et lourd (figures 9.3 et 9.4), même si son principe de fonctionnement est simple.

Lorsque la chaleur de la centrale provient d'une combustion, l'énergie thermique des gaz ne peut être transmise à l'eau du circuit que lorsque la température de cette dernière est plus faible. Ainsi, il est rejeté au-dessus de la chaudière une quantité de chaleur d'autant plus grande que la température minimale de l'eau y est haute. Le rendement $\eta_{\text{chaudière}} = \frac{\dot{Q}_{\text{eau}}}{\dot{Q}_{\text{source de chaleur}}}$ d'une chaudière à gaz performante avoisine usuellement les 80 %.

Comme aucun travail mécanique n'est fourni à l'eau dans la chaudière, la puissance $\dot{Q}_{\text{chaudière}}$ fournie par la chaudière à l'eau s'exprime selon :

$$\dot{Q}_{\text{chaudière}} = \dot{m}\ (h_2 - h_1) \qquad (9/5)$$

La différence de masse volumique entre les deux phases dans la chaudière fait qu'il est difficile de surchauffer la vapeur en présence de liquide (le liquide, plus dense et donc au fond de la chaudière, est en effet plus à même d'absorber la chaleur

1. Nous utilisons un deuxième circuit d'eau pour éviter de faire passer l'eau du circuit thermodynamique à haute pression dans le cœur même du réacteur.



FIGURE 9.3 – Transport d'une chaudière de centrale à bois capable de soutenir une pression de 100 bar.

Photo CC-BY-SA *par l'utilisateur·rice Commons Sensenschmied*

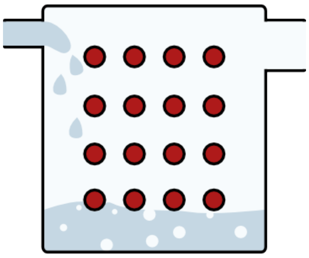


FIGURE 9.4 – Représentation schématique d'une chaudière.
Dans une chaudière, l'eau pénètre à l'état liquide à gauche et ressort en haut à droite à l'état de vapeur saturée. L'apport de chaleur est assuré par le contact avec les traverses des gaz de combustion.

Schéma CC-BY-SA *Olivier Cleynen*

à haute température). Nous considérerons ainsi toujours que l'eau est sous forme de vapeur saturée (indice V) à la sortie de la chaudière.

9.3.4 Turbine

La turbine (figures 9.5 et 9.6) est la pièce maîtresse de toute centrale à vapeur. Longue de plusieurs dizaines de mètres dans les installations modernes, elle est équilibrée avec grand soin, mise en place dans son coffrage et, si elle fait l'objet d'attention adéquate (minimisation des gradients de température, lubrification avancée), peut délivrer de la puissance mécanique pendant plusieurs dizaines d'années sans aucune interruption.

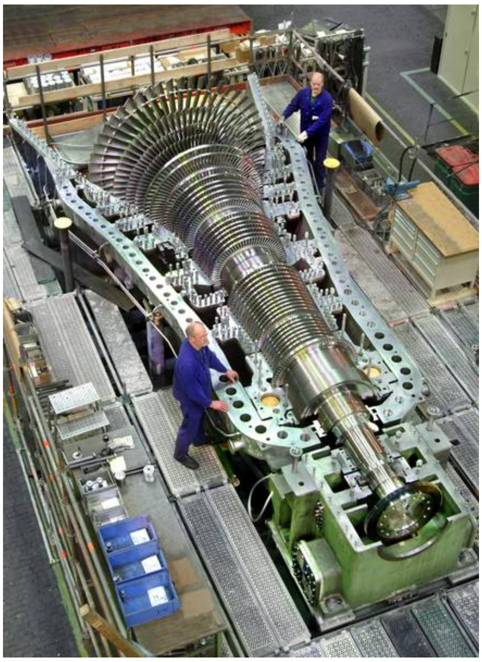


Figure 9.5 – Turbine d'une centrale à vapeur de taille moyenne.
Au fur et à mesure que l'eau traverse la turbine, elle perd de l'énergie sous forme de travail et son volume spécifique augmente, ce qui nécessite des pales toujours plus grandes.
Photo CC-BY-SA *MAN SE*

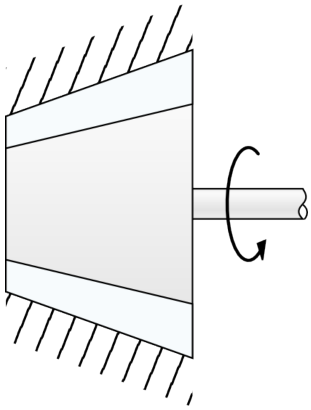


Figure 9.6 – Représentation schématique d'une turbine à vapeur.
Schéma CC-BY-SA *Olivier Cleynen*

L'efficacité d'une turbine se mesure en comparant sa puissance avec celle d'une turbine idéale (une turbine qui serait isentropique). Nous nommons ce paramètre l'*efficacité isentropique* η_T :

$$\eta_T \equiv \frac{\dot{W}_{\text{turbine réelle}}}{\dot{W}_{\text{turbine isentropique}}} \tag{9/6}$$

pour une turbine,
où $\dot{W}_{\text{turbine réelle}}$ est la puissance réelle fournie par la turbine,
et $\dot{W}_{\text{turbine isentropique}}$ la puissance d'une turbine isentropique fonctionnant avec le même débit de masse et entre les deux mêmes pressions.

La puissance réelle, quant à elle, s'exprime toujours en fonction des propriétés du fluide à l'entrée et à la sortie de la turbine :

$$\dot{W}_{\text{turbine réelle}} = \dot{m}\,(h_{2\text{réel}} - h_1) = \dot{m}\,\eta_T\,(h_{2'} - h_1) \tag{9/7}$$

Nous utilisons l'équation 9/7 pour prévoir l'état de la vapeur à la sortie de n'importe quelle turbine dont la puissance et l'efficacité isentropique sont connues.

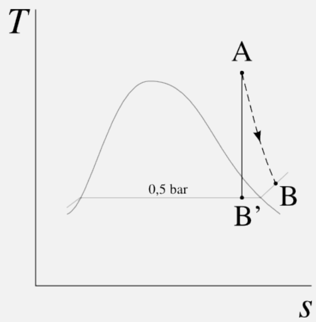
Un paramètre important qui doit être surveillé est le titre de l'eau, en particulier dans les derniers étages. En effet, nous avons déjà vu en section §5.4.5 p.140 que les courbes isentropiques finissent toujours par croiser la courbe de saturation : dans une détente isentropique, la vapeur finit toujours par se condenser. Les gouttelettes

liquides, beaucoup plus denses que la vapeur qui les entoure, percutent alors violemment les pales et en provoquent l'érosion. L'ingénieur/e thermodynamicien/ne veillera ainsi à garder un haut titre, usuellement sans descendre en deçà de 95 %.

Exemple 9.2

Une turbine d'efficacité isentropique 85 % reçoit $35\,\mathrm{kg\,s^{-1}}$ d'eau à 40 bar et 600 °C. Elle détend l'eau jusqu'à 0,5 bar. Quelle est la puissance développée ?

L'évolution peut être représentée de façon qualitative sur un diagramme température-entropie ainsi :



Nous commençons par imaginer que nous sommes dotés – irrépressible fantasme de thermodynamicien/ne ! – d'une turbine isentropique entre ces deux mêmes pressions. Dans l'abaque n°1 à 4 MPa, nous lisons $h_A = 3\,674{,}9\,\mathrm{kJ\,kg^{-1}}$ et $s_A = 7{,}3705\,\mathrm{kJ\,K^{-1}\,kg^{-1}}$. La vapeur à la sortie de cette turbine hypothétique (en B') a la même entropie : $s_{B'} = s_A$, et nous constatons que $s_{B'} < s_{V0{,}05\,\mathrm{MPa}}$: l'eau est partiellement condensée. Le calcul du titre (§5.3.3) nous permet de calculer la valeur de son enthalpie : $h_{B'} = h_{L0{,}05\,\mathrm{MPa}} + \frac{s_{B'} - s_{L0{,}05\,\mathrm{MPa}}}{s_{LV0{,}05\,\mathrm{MPa}}} h_{LV0{,}05\,\mathrm{MPa}} = 2\,566{,}3\,\mathrm{kJ\,kg^{-1}}$.
Le retour à la réalité est douloureux : la turbine réelle ne développe que 85 % de la puissance de cette turbine hypothétique, ainsi $\dot{W}_{\text{turbine réelle}} = \dot{m}\,\eta_T\,(h_{B'} - h_A) = 35 \times 0{,}85 \times (2\,566{,}3 \cdot 10^3 - 3\,674{,}9 \cdot 10^3) = -32\,980\,\mathrm{kW} = -32{,}98\,\mathrm{MW}$.

☞ L'équation 9/7 nous permet de calculer l'enthalpie h_B réellement obtenue la sortie de la turbine : $h_B = \frac{\dot{W}_{\text{turbine}}}{\dot{m}} + h_A = 2\,732{,}6\,\mathrm{kJ\,kg^{-1}}$, ce qui est très utile pour calculer ensuite la puissance du condenseur. Un coup d'œil à l'abaque n°2 nous montre que $h_B > h_{V0{,}05\,\mathrm{MPa}}$: la vapeur est donc sèche tout le long de sa détente.

☞ Les 15 % de puissance manquants dans l'arbre mécanique de la turbine sont transférés sous forme de chaleur et turbulence à l'eau pendant sa détente dans la turbine.

☞ La puissance de la turbine est deux cents fois plus importante que la puissance consommée par la pompe de l'exemple 9.1 p.255 entre ces deux mêmes pressions.

9.3.5 Condenseur

Le condenseur (figures 9.7 et 9.8), composant le moins glorieux de l'installation, est en charge de rejeter toute la chaleur dont l'ingénieur/e ne sait plus faire usage (§7.2). L'eau y est toujours refroidie à pression constante, ce qui ne nécessite pas de pièce mobile.

Technologiquement, le condenseur est un élément simple : on met simplement la canalisation de vapeur en contact avec un circuit de température basse. Usuellement, ce circuit de refroidissement est constitué d'eau extérieure provenant d'une rivière ou de la mer, [1] qui sera refroidie ensuite par évaporation dans les larges cheminées

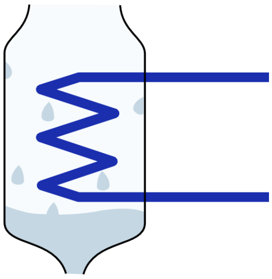


FIGURE 9.7 – Représentation schématique d'un condenseur.
L'eau du circuit thermodynamique y pénètre par le haut, dans un état proche de la vapeur saturée. Elle en ressort par le bas à l'état liquide. L'extraction de chaleur est usuellement assurée par un circuit d'eau secondaire (schématisé en bleu) qui, elle, est mise en contact avec l'atmosphère.



FIGURE 9.8 – Un condenseur dans lequel la chaleur est évacuée directement dans l'atmosphère, par conduction forcée à l'aide de ventilateurs.

1. Il y a deux intérêts à l'utilisation d'un circuit de refroidissement secondaire. D'une part, on peut abaisser la pression dans le condenseur à un niveau plus bas que celui de la pression



Figure 9.9 – Cheminées de refroidissement de la centrale à charbon de Eggborough (1967, 1 960 MW) au Royaume-Uni. Dans ces cheminées, la chaleur prélevée à l'eau du circuit dans le condenseur est évacuée dans l'atmosphère. Ce refroidissement est effectué au moyen d'un circuit d'eau secondaire, qui est mis en contact avec l'atmosphère et s'y évapore partiellement.

que l'on aperçoit aux abords des centrales. Comme la pression de la vapeur à l'intérieur du condenseur est souvent très basse (jusqu'à 0,1 bar) pour abaisser la température minimale du cycle de la centrale, il faut veiller à l'étanchéité du condenseur pour éviter que de l'air ou de l'eau extérieurs ne s'insèrent dans le circuit principal.

La puissance perdue par la vapeur dans le condenseur s'exprime selon :

$$\dot{Q}_{\text{condenseur}} = \dot{m}\ (h_2 - h_1) \qquad (9/8)$$

9.4 Cycles moteurs à vapeur

9.4.1 Le cycle de Carnot

Comme le cycle de Carnot que nous avons étudié au §7.3 nous sert de référence dans la conception des moteurs, nous débutons notre étude par celui-ci. La température d'un mélange liquide-vapeur reste constante lorsqu'on le chauffe à pression constante, aussi la réalisation de transferts de chaleur isothermes (caractéristique importante du cycle de Carnot) est relativement aisée avec la vapeur. Une machine à vapeur basée sur un cycle de Carnot est schématisée en figures 9.10 et 9.11.

L'efficacité du cycle moteur de Carnot (7/6) n'est atteinte que lorsque la turbine et le compresseur fonctionnent de façon isentropique. En pratique, comme nous l'avons vu, la puissance de la turbine est toujours plus faible et celle du compresseur toujours plus grande qu'elles ne pourraient l'être.

atmosphérique et ainsi réduire la température minimale du cycle. D'autre part, l'eau du circuit thermodynamique, épurée au prix d'efforts considérables, n'est pas perdue dans l'atmosphère.

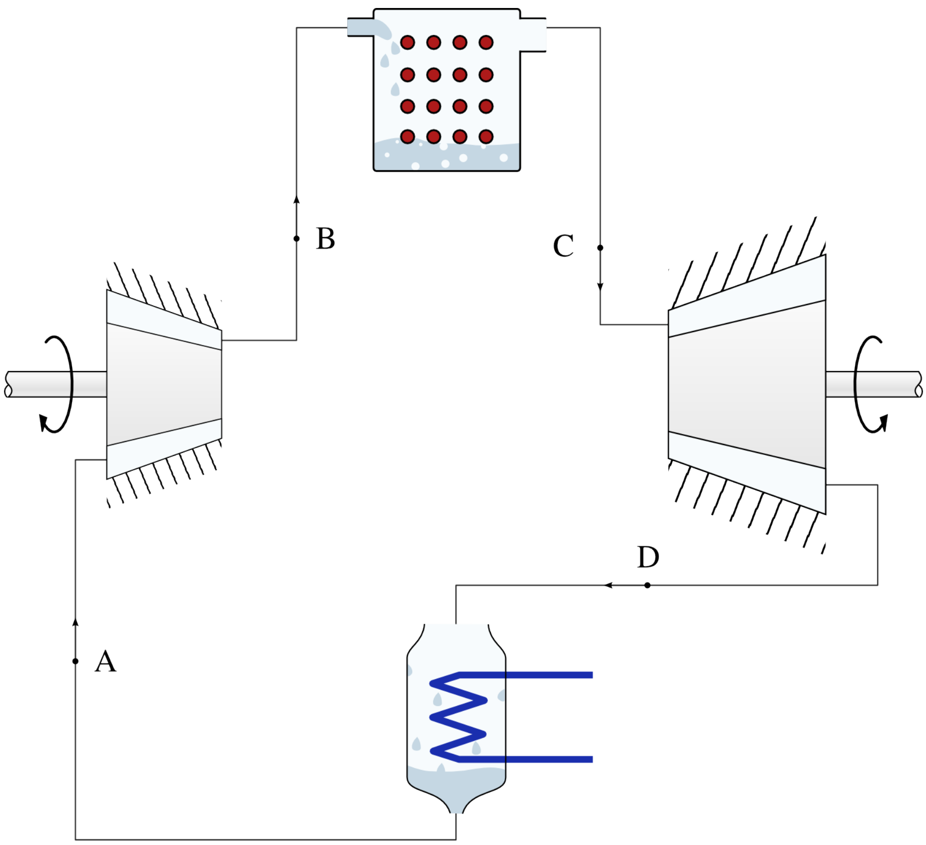


FIGURE 9.10 – Circuit d'une centrale à vapeur fonctionnant sur un cycle de Carnot.

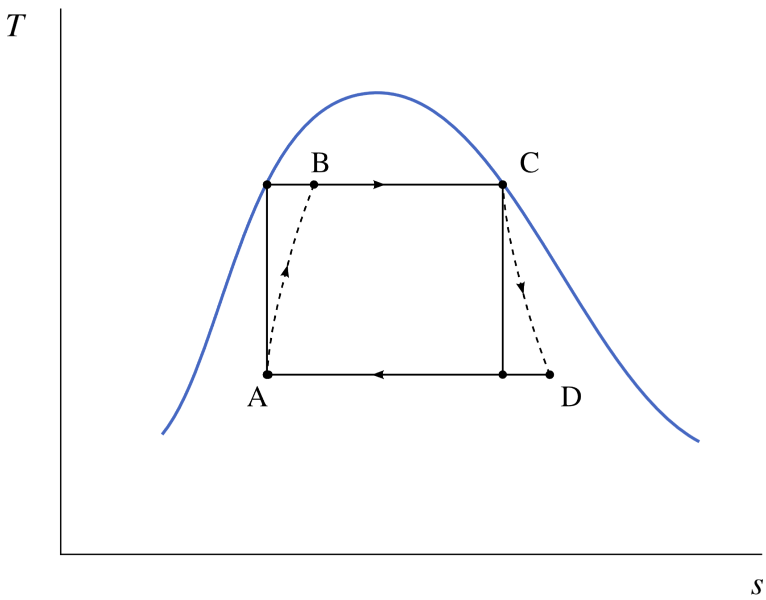


FIGURE 9.11 – Diagramme température-entropie d'une centrale à vapeur fonctionnant sur un cycle de Carnot. Les trajets en pointillés représentent les évolutions réelles (irréversibles) du fluide pendant les compressions et détentes.

9.4.2 Le cycle de Rankine

En pratique, l'utilisation du cycle de Carnot comme décrit plus haut pose plusieurs difficultés :

- La compression d'un mélange di-phasique est technologiquement difficile (§9.3.2 p.254) ;
- Dans le condenseur, il est difficile d'interrompre la condensation à un endroit précis (le point A en figures 9.10 et 9.11 plus haut, dont le titre est proche mais différent de zéro).

William Rankine, ingénieur anglo-saxon, propose en 1859 une modification du cycle en poursuivant la condensation jusqu'à saturation et en ne compressant l'eau qu'à l'état liquide. Une machine basée sur ce cycle est décrite en figures 9.12 et 9.13.

Le *cycle de Rankine* utilise donc une pompe à eau liquide plutôt qu'un compresseur en mélange liquide/vapeur. Technologiquement, une pompe est plus simple à concevoir, fabriquer et mettre en œuvre qu'un compresseur. Autre avantage, la compression d'un liquide est plusieurs dizaines de fois plus économe en énergie que celle du mélange (§9.3.2).

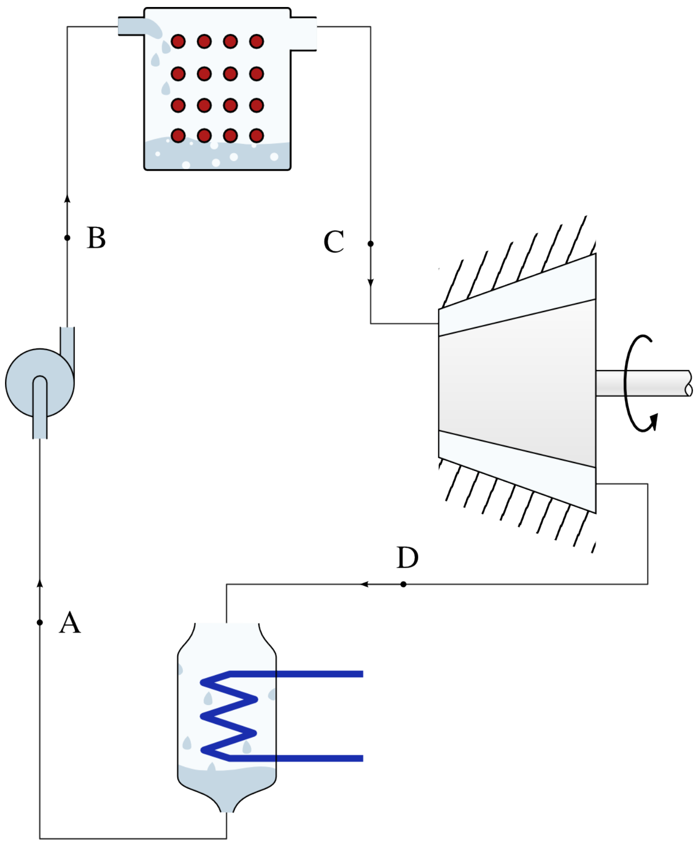


FIGURE 9.12 – Circuit d'une centrale à vapeur fonctionnant sur un cycle de Rankine. L'eau à la sortie du condenseur est sous forme de liquide saturée ; elle entre dans la chaudière à plus faible température.

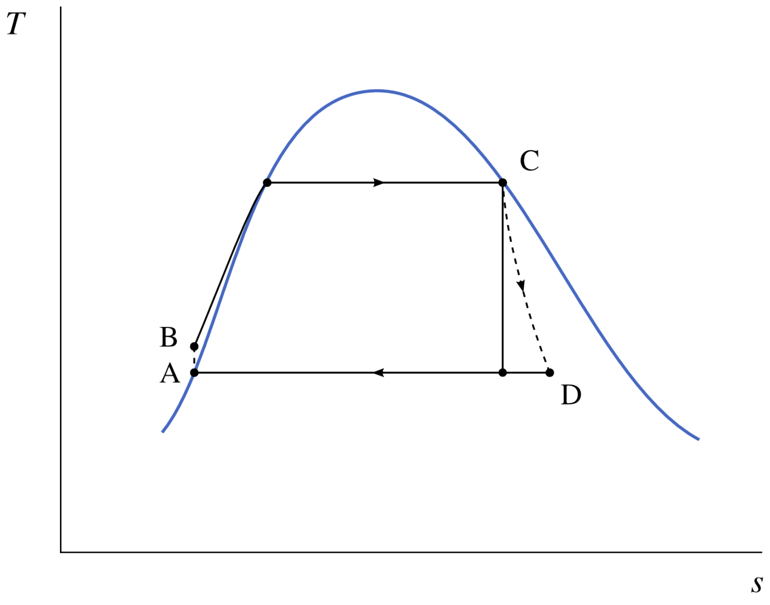


FIGURE 9.13 – Diagramme température-entropie d'une centrale à vapeur fonctionnant sur un cycle de Rankine.

Toutefois, cette économie d'énergie n'est pas sans contrepartie : à la sortie de la pompe (point B), l'eau est à température bien plus faible qu'elle ne l'était à la sortie du compresseur en figure 9.10. C'est *la chaudière* qui devra ramener l'eau à l'état de liquide saturé. Autrement dit, il faut fournir une dépense supplémentaire considérable sous forme de chaleur pour compenser la baisse de puissance de compression.

On peut remarquer qu'une partie importante de la chaleur fournie par la chaudière (c'est-à-dire $q_{\text{chaudière}} = h_C - h_B$) n'est plus apportée à la température maximale du cycle. Nous avons vu aux chapitres 7 et 8 qu'un apport de chaleur à basse température se traduit toujours par un rendement plus faible.
Toutefois, en pratique, cet apport de chaleur peut rendre possible l'exploitation de sources de chaleur à basse température, comme les gaz d'échappement qui étaient auparavant rejetés au-dessus de la chaudière. Ainsi, dans certains cas, la chute du rendement thermodynamique (η_{moteur}) peut être compensée par une augmentation du rendement de la chaudière ($\eta_{\text{chaudière}}$), qui peut extraire plus d'énergie au combustible pour le transmettre à la vapeur.

Rankine s'est ainsi écarté volontairement du cycle de Carnot et a, ce faisant, réduit le rendement thermodynamique (même si cette baisse peut souvent être compensée par une augmentation du rendement de la chaudière). Par contre, en faisant disparaître le compresseur, sa modification permet de réduire fortement la taille et la complexité de l'installation.

9.4.3 La surchauffe

Pour réduire la consommation spécifique (*SSC*, *cf.* §9.2.2 p.251) d'une centrale, il est souhaitable d'augmenter la puissance développée par la turbine pour un débit de vapeur donné. Pour cela, il existe plusieurs options :

- Augmenter l'enthalpie à l'entrée de la turbine (c'est-à-dire augmenter la pression de saturation dans la chaudière).
  Malheureusement, cela impose à la chaudière d'être plus résistante et plus coûteuse ; de plus, cela réduit la quantité de chaleur spécifique qu'il est possible d'y apporter, puisque l'enthalpie de vaporisation h_{LV} décroît avec la température ;
- Réduire l'enthalpie à la sortie de la turbine (c'est-à-dire diminuer la pression dans le condenseur).
  Cela nécessite une turbine de plus grande taille, favorise l'insertion de bulles d'air dans le circuit de vapeur, et surtout, réduit le titre de l'eau en sortie de turbine ;
- Augmenter l'enthalpie (et donc la température de la vapeur) *après* sa sortie de la chaudière.
  Cela permet d'utiliser pleinement les capacités de la turbine, dont les limites métallurgiques (généralement autour de 1 000 K) dépassent déjà souvent celles des chaudières.

C'est cette dernière option qui est très souvent choisie. On nomme cette modification la *surchauffe* : la vapeur est surchauffée à la sortie de la chaudière [1], à pression constante, à travers une série de tubes portés à plus haute température (figures 9.14 et 9.15).

L'avantage principal de cette modification est qu'elle permet une diminution de la consommation spécifique peu complexe à mettre en œuvre. Autre avantage, l'augmentation de la température moyenne à laquelle la chaleur est apportée tend à augmenter le rendement thermodynamique. Enfin, il devient possible de décaler la plage d'utilisation de la turbine entièrement dans le domaine de la vapeur sèche : l'érosion des pales par l'eau liquide est ainsi évitée. De fait, toutes les installations à vapeur modernes utilisent un circuit de surchauffe.

1. La surchauffe pourrait théoriquement être effectuée dans la chaudière même ; cependant, la densité de la vapeur sèche étant relativement faible, il est plus aisé de la mettre en contact avec les gaz les plus chauds en dehors (et en dessous) de la chaudière.

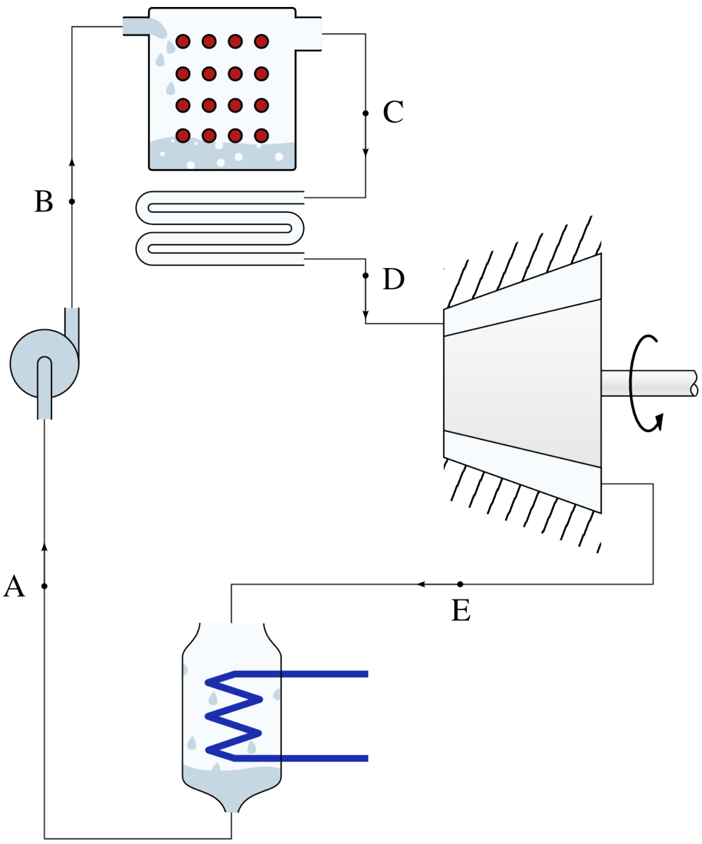


FIGURE 9.14 – Circuit d'une centrale à vapeur fonctionnant sur un cycle de Rankine surchauffé. L'eau à la sortie de la chaudière est portée à plus haute température (section C → D) avant de pénétrer dans la turbine.

Schéma CC-BY-SA *Olivier Cleynen*

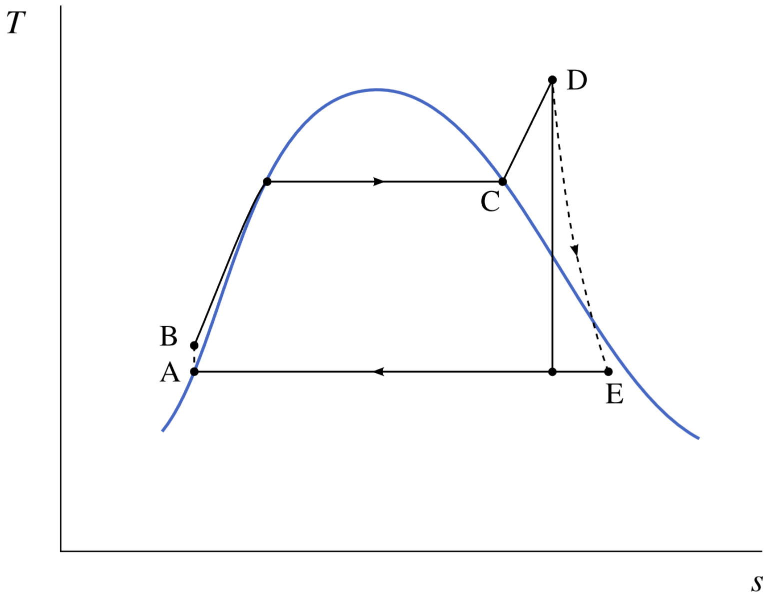


FIGURE 9.15 – Diagramme température-entropie d'une centrale à vapeur fonctionnant sur un cycle de Rankine surchauffé.

Diagramme CC-0 O.C.

9.4.4 La resurchauffe

Pour augmenter à nouveau la puissance de l'installation sans augmenter le débit de vapeur (et donc sa taille globale et le coût de la chaudière), il est possible de chauffer une deuxième fois la vapeur avant sa sortie de la turbine (figures 9.16 et 9.17). C'est ce que l'on appelle la *resurchauffe*.

Avec cette modification, la détente dans la turbine est interrompue et la vapeur est conduite dans une nouvelle série de tubes pour porter à nouveau sa température à haute température (usuellement aux limites métallurgiques de la turbine). La détente est alors complétée jusqu'à la pression du condenseur.

Le rendement global de l'installation est augmenté si la température moyenne de chauffage l'est aussi ; il faut donc choisir avec soin la pression de la resurchauffe. La consommation spécifique, elle, est diminuée dans tous les cas, avec les avantages décrits plus haut.

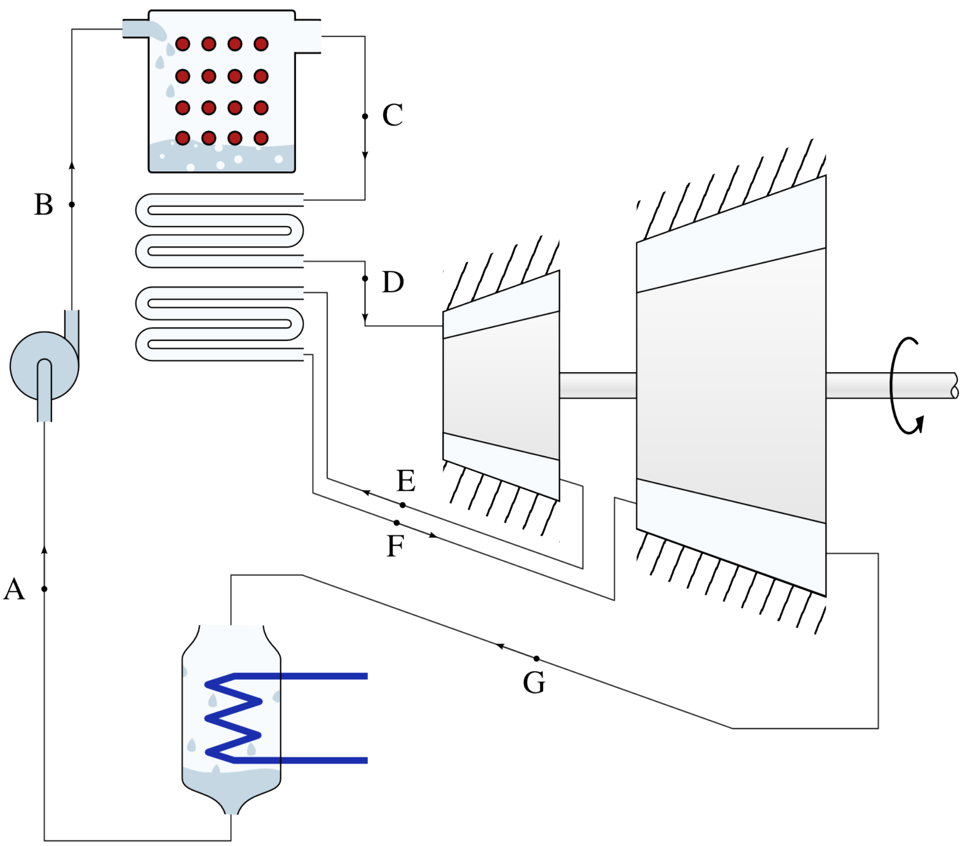


Figure 9.16 – Circuit d'une centrale à vapeur fonctionnant sur un cycle de Rankine resurchauffé.

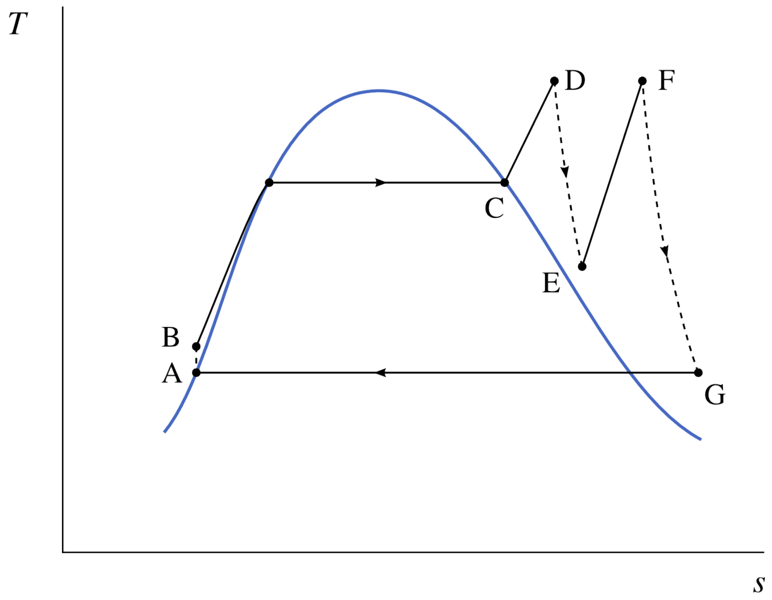


FIGURE 9.17 – Diagramme température-entropie d'une centrale à vapeur fonctionnant sur un cycle de Rankine resurchauffé.

9.4.5 La régénération

Lorsque Rankine a modifié le cycle de Carnot, il a réduit le travail à fournir pour compresser l'eau et augmenté la chaleur nécessaire pour l'amener en entrée de turbine. En contrepartie, le rendement thermodynamique a diminué : en effet, lorsque l'eau pénètre dans la chaudière, sa température est désormais très faible. Elle reçoit de la chaleur de façon non-réversible.

Pour augmenter la réversibilité du cycle (et donc son rendement), il est possible de réchauffer l'eau progressivement, en utilisant la chaleur en provenance de la turbine (où la température de la vapeur varie). Cette technique est nommée *régénération*. On peut ainsi imaginer un cycle comme décrit en figures 9.18 et 9.19 ci-dessous, où l'eau liquide en sortie de pompe est réchauffée progressivement en refroidissant la turbine.

Dans le cas limite où toute la chaleur utilisée lors de la régénération est transmise avec une différence de température infiniment faible, le cycle est réversible et le rendement du moteur de Carnot est atteint même si l'on ne suit pas à proprement parler le cycle de Carnot.

En pratique hélas, un tel dispositif est difficile à réaliser. En effet, la transmission réversible de chaleur est complexe à mettre en place dans la turbine, élément dont la conception et la fabrication sont déjà très coûteuses. De plus, le refroidissement de la vapeur réduit son titre, augmentant la quantité d'eau liquide érodant les pièces de la turbine.

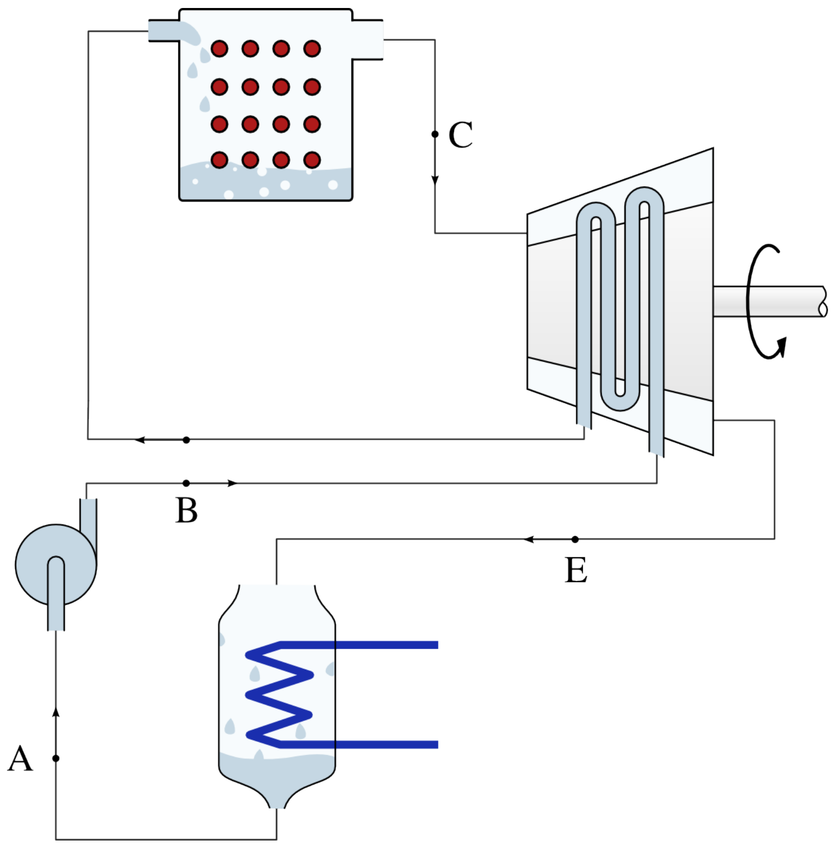


FIGURE 9.18 – Circuit d'une centrale à vapeur avec régénération. On prélève de la chaleur à la turbine pour réchauffer l'eau liquide avant qu'elle ne pénètre dans la chaudière. Idéalement, le transfert de chaleur se fait de façon réversible.

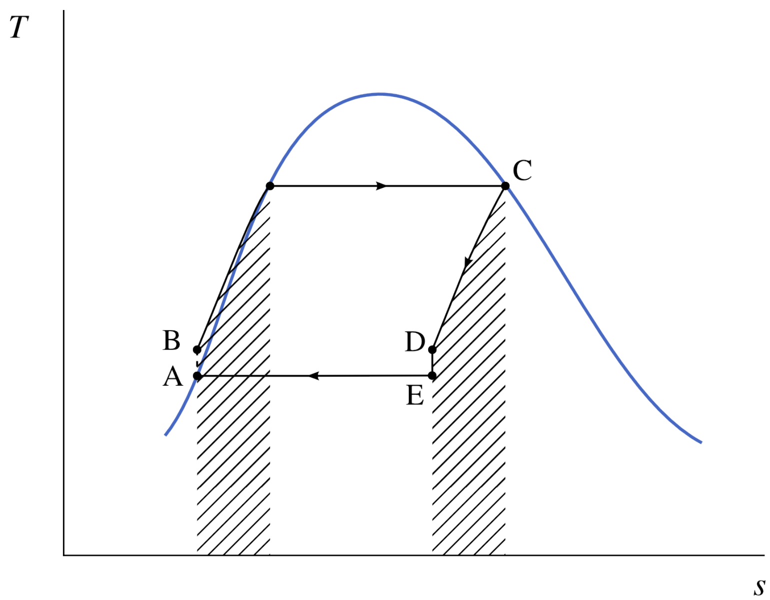


FIGURE 9.19 – Diagramme température-entropie d'une centrale à vapeur avec régénération.

Pour mettre en place la régénération, on a donc recours à la technique de *prélèvement turbine*. De la vapeur est ponctionnée depuis la turbine, et mélangée à l'eau liquide en sortie de pompe (figures 9.20 et 9.21). On obtient ainsi un transfert de chaleur plus facile à mettre en œuvre.

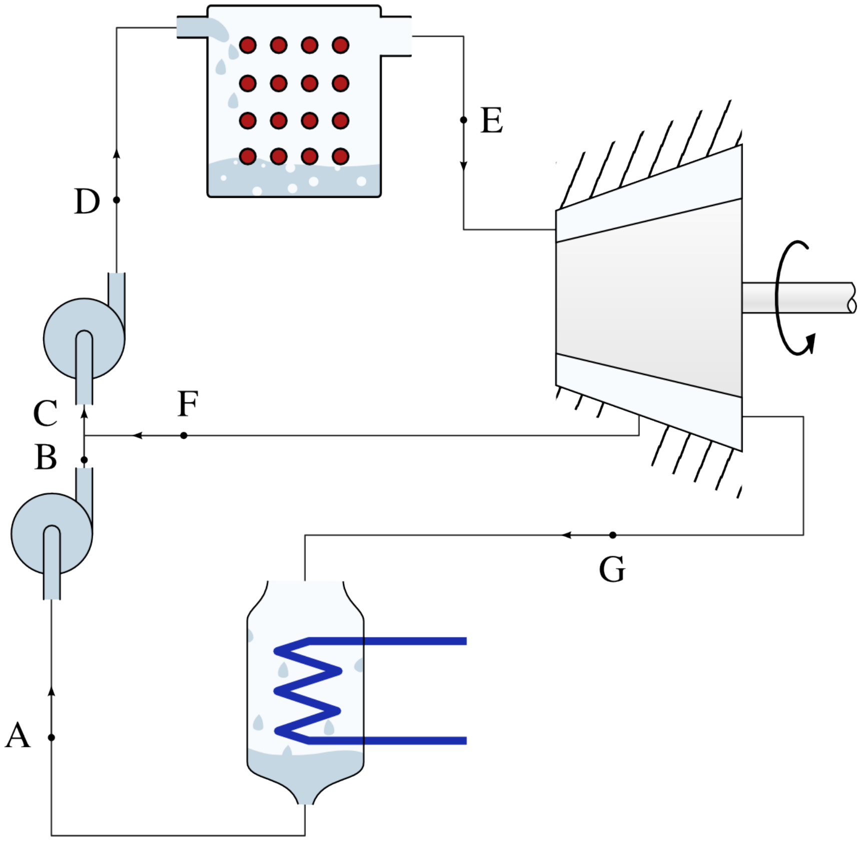


FIGURE 9.20 – Circuit d'une centrale à vapeur avec prélèvement de vapeur. La vapeur extraite prématurément de la turbine est utilisée pour réchauffer l'eau liquide pendant le pompage.

Schéma CC-BY-SA *Olivier Cleynen*

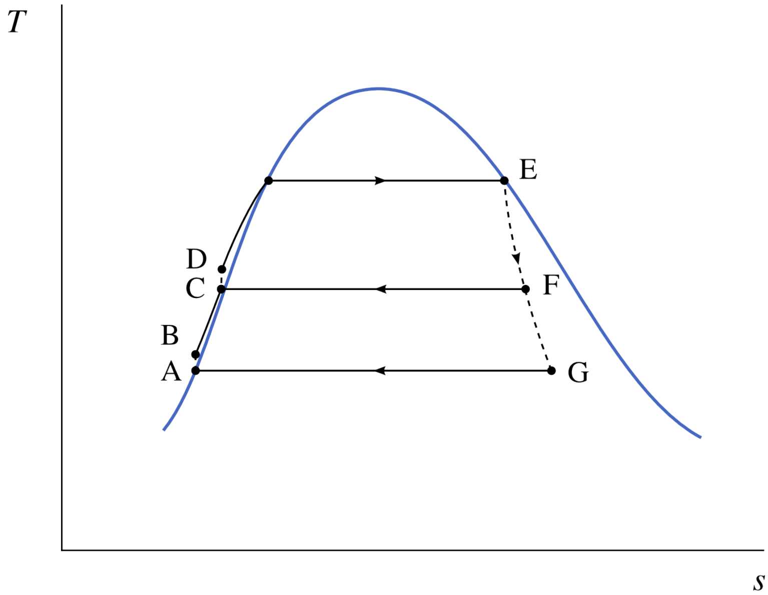


FIGURE 9.21 – Diagramme température-entropie d'une centrale avec prélèvement de vapeur.

Diagramme CC-0 O.C.

En pratique, de nombreux prélèvements (judicieusement appelés *bleeds*, ou « saignements » en anglais) sont effectués dans les circuits de centrale à vapeur, pour contrôler les flux de chaleur (figure 9.22). Ils permettent accessoirement, par le biais de vannes de décharge, de réguler précisément les débits de masse et adapter ainsi rapidement la puissance de l'installation à la demande.

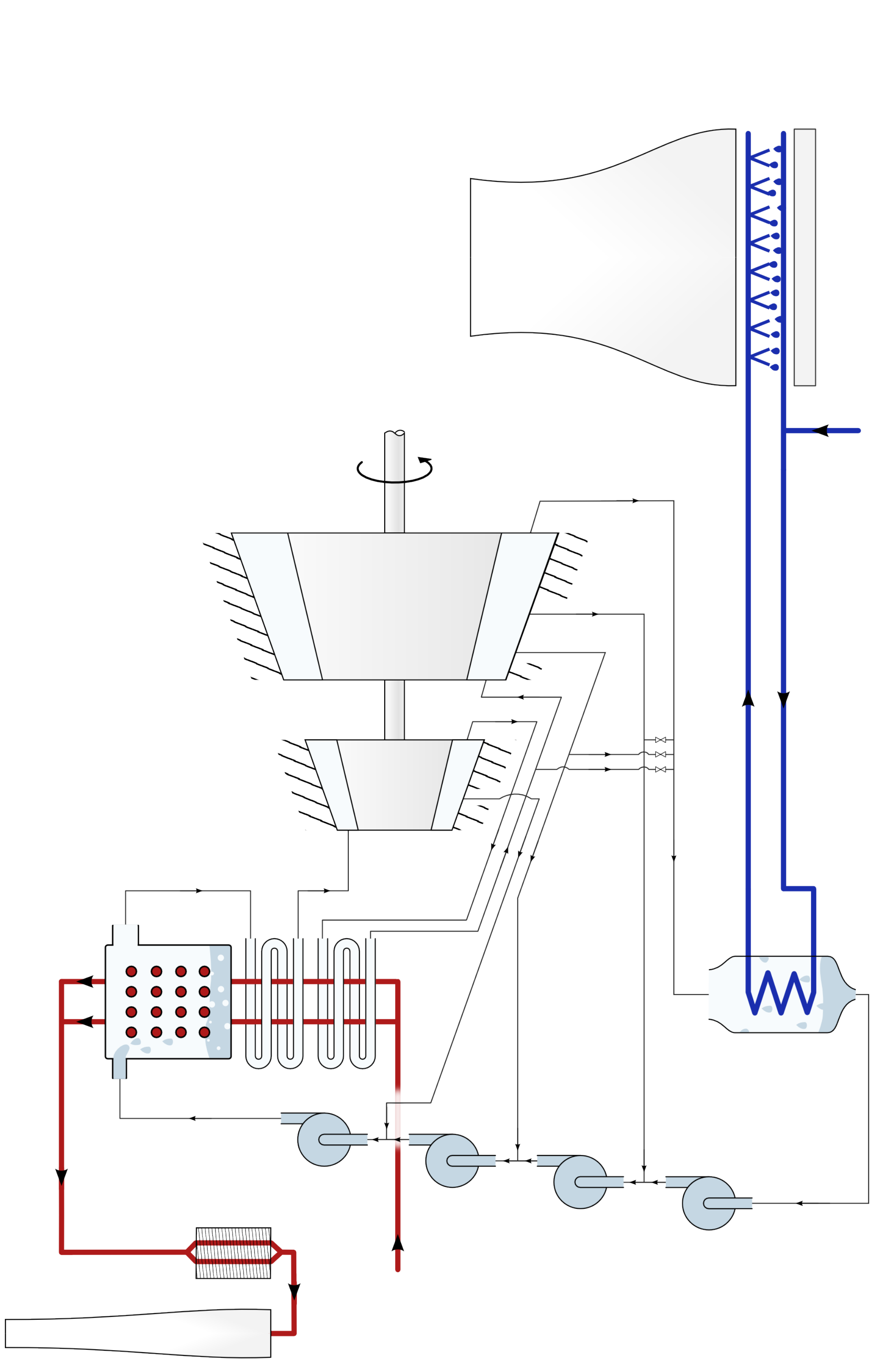


Figure 9.22 – Installation à vapeur mêlant surchauffe, resurchauffe, régénération, et conduits de décharge. Il est laissé à l'étudiant/e curieux/se le loisir de tracer les évolutions sur un diagramme température-entropie, et de s'imaginer aux commandes de l'installation alimentant sa cafetière en électricité.

9.5 Un peu d'histoire : De la turbine à vapeur à la turbine à gaz

Au début du xxe siècle, la *turbine* a remplacé les pistons et cylindres dans tous les moteurs à vapeur. Une turbine est une pièce de géométrie complexe, sensible aux imperfections de fabrication, ce qui rend sa construction plus délicate que celle de pistons cylindriques. En contrepartie, on obtient un moteur d'agencement simple, vibrant peu, et plus facile à assembler, entretenir et lubrifier, ce qui permet d'augmenter sa puissance ou de réduire son volume. L'ingénieur anglais Charles Algernon Parsons le démontre de façon spectaculaire en 1897 avec la *Turbinia* (figure 9.23), premier navire en son genre et si rapide qu'aucun bâtiment militaire ne parvient à le rattraper. Dix ans plus tard, toute la *Royal Navy* est propulsée avec des turbines.

Dans l'univers des moteurs à gaz, la situation est tout autre : jusqu'à la fin des années 1930, tous les moteurs sont à pistons-cylindres. Cette technologie culmine dans le secteur aéronautique, où l'on arrange les cylindres en étoiles derrière les hélices, pour réduire l'encombrement et les vibrations engendrées. Dans ces machines, telles que le *Twin Wasp* de *Pratt & Whitney*, l'arrangement mécanique des cylindres, bielles et vilebrequins est absolument phénoménal (figure 9.24), et les circuits d'alimentation et de vidange des dizaines de chambres de combustion différentes sont labyrinthiques. Deux ingénieurs, l'allemand Hans von Ohain et l'anglais Frank Whittle, se consacrent indépendamment à la conception d'un moteur à turbine destiné à s'affranchir de cette complexité.

La mise au point d'un moteur à turbine est bien plus difficile pour les gaz que pour la vapeur. Certes, l'air (ou les gaz brûlés) et la vapeur sèche ont des propriétés très similaires : ainsi une turbine à vapeur fonctionne très bien avec de l'air comprimé. La difficulté se trouve à l'autre extrémité du moteur. Dans les moteurs à vapeur la compression de l'eau est faite à l'état liquide, ce qui est

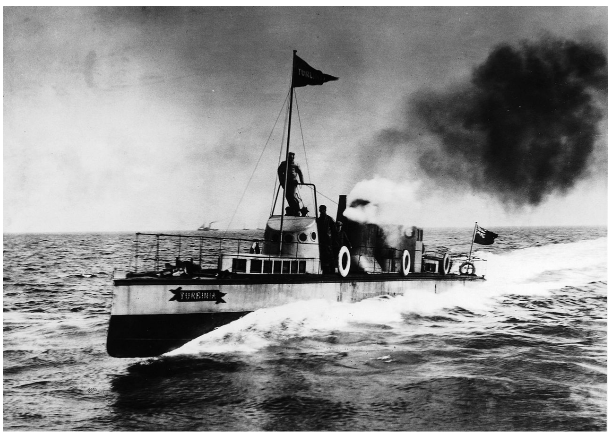


Figure 9.23 – Le *Turbinia*, yatch de Charles Parsons servant de démonstrateur pour ses recherches en propulsion maritime. Avec ses trois turbines à vapeur et ses neuf hélices, il atteint 60 km/h et permet à son propriétaire de ridiculiser la *Royal Navy* pendant le défilé du *Jubilee* de la reine Victoria en 1897.

Photo par Alfred John West, 1897 (domaine public)

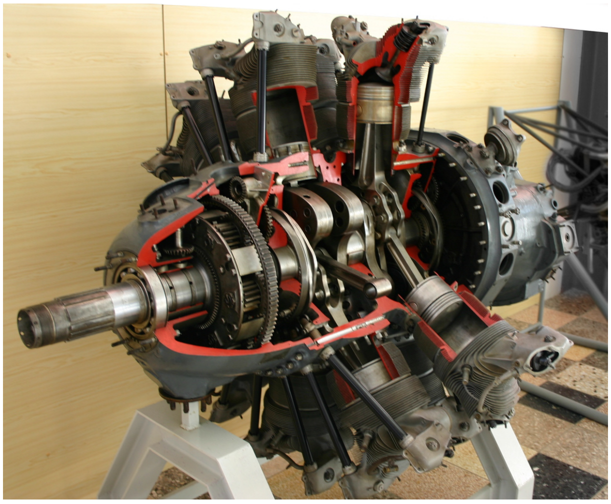


FIGURE 9.24 – Découpe d'un moteur *Pratt & Whitney Twin Wasp* (1932), montrant l'arrangement intérieur avec bielles et vilebrequins reliant les deux rangées de sept pistons agencés en étoile. Le moteur, de cylindrée 30 L, dégageait plus de 1 000 ch et a été produit à plus de 170 000 exemplaires.

très économe. Compresser de l'eau à 10 °C de 1 à 10 bar, par exemple, ne requiert que $w_{A\to B} \approx v_L(p_B - p_A) = 0{,}001(10 - 1) \times 10^5 = 900\,\mathrm{J\,kg^{-1}}$ (9/4). Par contraste, faire de même avec de l'air demande une puissance spécifique minimale de $w_{A\to B} = c_p \Delta T = c_p \left(T_A \left(p_B/p_A\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - T_A \right) = 1\,005 \left(283{,}15\,(10)^{\frac{0{,}4}{1{,}4}} - 283{,}15 \right) = 265\,\mathrm{kJ\,kg^{-1}}$ (4/34 & 4/37), soit presque trois cents fois plus !

Nous avons vu en §9.4.2 que la compression liquide n'est pas sans contrepartie – elle doit être compensée par une plus grande puissance à la chaudière et réduit le rendement thermodynamique — mais elle facilite grandement la mise au point du moteur. Comme la quasi-totalité de la puissance nette du moteur provient de la turbine, une détente peu réversible ou incomplète n'affecte « que » la puissance et le rendement du moteur. Dans une turbomachine à gaz, en revanche, la turbine alimente aussi le compresseur : elle joue donc un rôle double. Tant qu'elle ne dégage pas une puissance suffisante pour égaler celle du compresseur, le moteur ne fonctionne pas du tout. L'efficacité isentropique de la turbine et du compresseur deviennent de fait des paramètres primordiaux (nous y reviendrons en §10.2.2 avec la notion de *marge de travail*) et il s'ensuit que la mise au point de la turbomachine à gaz est une entreprise ambitieuse.

Whittle et von Ohain vont tous deux concentrer leurs efforts sur un moteur aéronautique ingénieux nommé *turboréacteur* : ce sont les gaz d'échappement, en grande quantité et avec une forte pression résiduelle, qui vont fournir la poussée du moteur (§10.5.3). Le principe de fonctionnement est simplissime (le flux d'air est ininterrompu et il n'y a qu'une pièce mobile) mais les défis sont nombreux. Comme une aile d'avion, les pales du compresseur ont tendance à décrocher à faible puissance et dans les phases transitoires, provoquant des variations de débit brutales et destructrices. Dans les chambres de combustion, il faut empêcher la flamme de lécher les parois (ce qui provoquerait leur fonte) ou de se prolonger,

en particulier lors des allumages ou rallumages, dans la turbine. Les contraintes de poids nécessitent l'emploi de matériaux légers qui compliquent la fabrication. Les deux ingénieurs conduisent leurs travaux en plein cœur de la seconde guerre mondiale, chacun financé par des budgets militaires, et les premiers avions à réaction volent en 1940. Les appareils de série qui suivent sont délicats d'utilisation, peu réactifs et leur durée de vie en service atteint à peine 20 h. Ils arriveront trop tard et en nombre trop faible pour affecter le cours du conflit.

À la fin de la guerre, c'est l'engouement : l'aviation s'empare du moteur qu'elle attendait depuis trois décennies. Pour comprendre ce qui fait du turboréacteur le Graal de l'aéronautique du XXe siècle, il faut un peu de mécanique du vol. En vol subsonique, un appareil correctement dessiné a un *coefficient de traînée* $C_x \equiv F_x \div \left(\frac{1}{2} S_{\text{réf.}} \rho \, C_{\text{vol}}^2\right)$ quasi-constant. Ainsi, lorsque l'on réduit la surface alaire $S_{\text{réf.}}$ et la masse volumique ambiante ρ (en gagnant de l'altitude), on peut augmenter la vitesse de vol C_{vol} *en maintenant la traînée F_x constante*. Le coût énergétique du déplacement de l'avion reste alors constant – en revanche, la puissance à fournir $\dot{W}_{\text{moteur}} = F_x C_{\text{vol}}$, elle, augmente proportionnellement à la vitesse. Ces caractéristiques font des avions des machines relativement économes en énergie, mais très gourmandes en puissance, puisqu'il leur faut maintenir la même poussée à très haute vitesse.

Le turboréacteur a deux atouts pour répondre à ce problème. D'une part, il est compact, léger et sans vibration, ce qui est très désirable pour une application où la traînée (et donc la poussée à fournir) augmente proportionnellement au poids de la machine. D'autre part l'hélice, très efficace en vol lent mais dont les embouts de pale arrivent tôt à des vitesses supersoniques et limitent de ce fait la vitesse des avions, est purement supprimée. Ces deux qualités rendent acceptables les faibles efficacités dues aux compressions et détentes peu réversibles, aux faibles taux de pression et aux vitesses exagérément hautes atteintes par les gaz dans les tuyères.

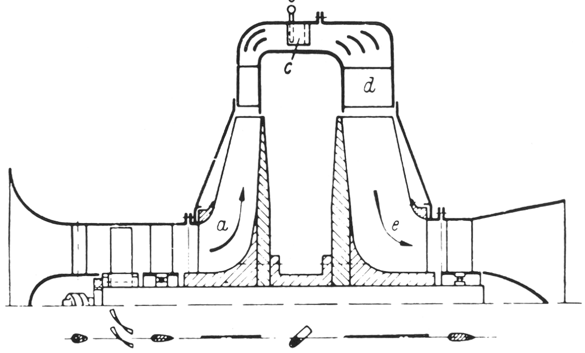


FIGURE 9.25 – Schéma de coupe du *Heinkel He S-1*, premier prototype testé par Hans von Ohain en 1937. Le compresseur est constitué d'un étage axial et d'un étage centrifuge ; la turbine est centripète. Il n'y a qu'une pièce mobile et sa vitesse est uniforme.

Schéma USAF (domaine public)

Ainsi, le gracieux *Lockheed Constellation*, culmination de l'ère de l'aviation à hélice, est rendu instantanément obsolète par l'arrivée en 1949 du *De Havilland Comet*, prodigieux quadriréacteur de même taille mais beaucoup plus rapide (figure 9.26). Même s'il ne peut initialement franchir la même distance et que sa consommation kilométrique de carburant est plus haute, le *Comet* ne laisse aucune chance à ses concurrents. Sa rapidité est une qualité évidente pour les passagers, mais aussi pour les compagnies dont il augmente nettement la productivité.



FIGURE 9.26 – De haut en bas:
Le *Lockheed Constellation* (1943), aboutissement de l'ère de l'aviation à hélice : quatre moteurs *Wright Duplex-Cyclone* surcompressés à 18 cylindres chacun, capable de franchir 3 700 km à 500 km/h.
Le *De Havilland Comet* (1949), premier avion de ligne à réaction : quatre turboréacteurs *Halford Ghost* monoflux, capable de franchir 2 400 km à 740 km/h.
Le *Boeing 707* (1957), dont la configuration et les performances préfigurent celles de tous ses successeurs depuis : quatre turboréacteurs *Pratt & Whitney JT3C* monoflux, capable de franchir 4 300 km à 900 km/h.

Le *Comet*, après la rectification d'un grave défaut de conception, sera lui-même rattrapé par le *Boeing 707* en 1957. Capable de voler plus loin en emportant plus, et encore plus rapide (à 900 km/h, la vitesse que tous les avions de ligne ont adopté

depuis, l'air à l'extrados des ailes atteint tout juste la vitesse du son), le *707* marque l'entrée dans l'*ère du jet*, dans laquelle les avions de ligne ne se fabriquent plus par dizaines mais par milliers. Ainsi en vingt-cinq années seulement la turbomachine à gaz a doublé la vitesse des avions et divisé par quatre le prix des billets.

> « Parés ? » « Décollage, top ! » Le mécano pousse avec moi sur les manettes.
> NNggnniiiaavvrroooooooaaaaaaarrrroooouuummmmm. . .
> « N1 vert ». Ça pousse sévère, mais ça accélère tout doucement, étant donné le poids du mastodonte.
> « 80 nœuds » « Poussée disponible »
> J'ai le bout des pieds sur le palonnier, une précision de tatane similaire à un avion à train classique. Je me régale.
> 120 nœuds. Au palonnier, je maîtrise, les mecs. 432 passagers et 15 navigants sont accrochés derrière, l'oreille et les sens aux aguets.
> 140 nœuds. Deux rafales de balises lumineuses défilent sur les côtés. Le palonnier, pointu.
> « V1 » Encore 20 nœuds à prendre pour que l'engin puisse voler. Voilà le bout qui arrive, là-bas devant.
> « Rotation ». À 170 nœuds, je tire doucement, puis plus fermement.
> Cinq degrés d'assiette. Dix degrés. Ça s'arrête de rouler, l'aiguille est à 185 nœuds.
> Assiette douze degrés. Hue, Cocotte, il faut monter.
> « Vario positif » « Train sur rentré ». La vérité se situe ce soir entre douze et treize degrés d'assiette, c'est là que l'aiguille du badin s'immobilise. On passe la côte, et trois-cent pieds en dessous, le passage du *747* doit tenir du séisme.
>
> Jacques Darolles, 1998
> *Le plus beau bureau du monde* [42]

Presque soixante ans après le premier vol du *707*, les avions de ligne volent toujours à la même vitesse, mais la technologie des turboréacteurs n'a cessé de progresser [46]. Avec leurs pales de soufflante en composite carbone-époxy ou en titane soufflé, stators de turbine imprimés en céramique, multiples circuits pneumatiques de refroidissement de turbine percés au laser, leurs systèmes électroniques de contrôle, de diagnostic et de surveillance par télétransmission, ils continuent lentement d'augmenter en efficacité. La fiabilité n'est pas en reste : un moteur moderne ne subit en moyenne qu'une défaillance en vol toutes les 200 000 heures de vol, et n'est séparé de l'avion pour maintenance que toutes les 20 000 heures ou 10 000 vols. Un nouveau type de moteur pourra-t-il jamais rendre le turboréacteur obsolète et propulser de nouveau l'aviation vers une nouvelle ère ?

9.6 Exercices

Les propriétés de l'eau sont toutes tabulées dans les abaques n°1, 2 et 3.

L'air est modélisé comme un gaz parfait.

$c_{v(\text{air})} = 718\,\text{J}\,\text{kg}^{-1}\,\text{K}^{-1}$ $\quad R_{\text{air}} = 287\,\text{J}\,\text{kg}^{-1}\,\text{K}^{-1}$

$c_{p(\text{air})} = 1\,005\,\text{J}\,\text{kg}^{-1}\,\text{K}^{-1}$ $\quad \gamma_{\text{air}} = 1{,}4$

E 9.1 Cycle de Rankine surchauffé

La centrale EDF de Porcheville (figure 9.27) reçoit de la chaleur issue de la combustion de fioul, et utilise un cycle à vapeur pour alimenter une génératrice électrique.

Dans la centrale l'eau évolue entre les pressions de 0,1 bar et 140 bar. La vapeur atteint 545 °C, et les turbines ont une efficacité isentropique de 80 %.

Pour les besoins de l'exercice, nous considérons que le cycle est basé sur un cycle de Rankine surchauffé.

1. Schématisez le circuit physique de l'eau dans la centrale ; tracez le cycle suivi sur un diagramme température-entropie, de façon qualitative (c'est à dire sans représenter les valeurs numériques) en y représentant aussi la courbe de saturation.
2. Quelle est l'enthalpie de l'eau à la sortie des turbines ?
3. Quelle est l'enthalpie de l'eau à la sortie des pompes ?
4. Quel est le rendement thermodynamique de l'installation ?
5. Quelle est la consommation spécifique de l'installation, c'est-à-dire la masse de vapeur ayant pénétré la turbine lorsque l'installation a généré 1 kWh d'énergie mécanique ?
6. Quel débit horaire de vapeur faut-il faire circuler dans le circuit pour obtenir une puissance mécanique de 60 MW ?



FIGURE 9.27 – Centrale électrique de Porcheville, alimentée au charbon jusqu'en 1987 et fonctionnant désormais au fioul. Elle sert principalement les demandes de pointe.

Photo CC-0 o.c.

E 9.2 Mise en place d'une resurchauffe

L'installation de Porcheville décrite dans l'exercice E 9.1 est modifiée pour accueillir une série de tubes de resurchauffe. La détente de l'eau est interrompue à 18 bar dans la turbine, et la vapeur est ramenée à la température maximale du cycle (c'est-à-dire 545 °C).

La centrale est alimentée au fioul lourd dit « TBTS », de masse volumique 1 050 $\text{kg}\,\text{m}^{-3}$ et de pouvoir calorifique 40,2 $\text{MJ}\,\text{kg}^{-1}$.

L'air utilisé pour la combustion pénètre dans la chaudière à température de 15 °C et pression de 1 bar. Il est porté à température de 820 °C par combustion à pression constante, avant de passer autour des conduits d'eau. Lorsqu'il quitte la chaudière, sa température est de 180 °C.

1. Quel est le nouveau rendement thermique de la centrale ?
2. Quelle est sa nouvelle consommation spécifique ?
3. Quel débit d'air faut-il admettre dans la chaudière pour maintenir une puissance mécanique nette de 60 MW ?
4. Quelle est l'efficacité de la chaudière ?
5. Quel est le débit volumique horaire de carburant ?
6. Un/e ingénieur/e propose de faire passer le conduit d'air d'admission au travers des gaz d'échappement (sans pourtant les mélanger) pour augmenter la température de l'air avant combustion. Cela vous paraît-il être une bonne idée ?

E 9.3 Cycle avec régénération

Dans un navire brise-glace polaire (figure 9.28), une installation à vapeur alimente les hélices à partir d'un réacteur nucléaire.

Le cycle est basé sur un cycle de Rankine surchauffé à 310 °C (par contact avec les conduites de l'eau pressurisée qui, elle, traverse le réacteur), entre les pressions de 30 et 0,5 bar [1].

Pour ne pas surcharger cet exercice, nous considérons que la turbine est parfaitement isolée et isentropique.

1. Quel est le rendement thermodynamique de l'installation ?
2. On définit la consommation spécifique de vapeur comme l'inverse de la puissance nette de l'installation. C'est la masse de vapeur ayant traversé la turbine lorsque l'installation a généré 1 kWh d'énergie mécanique.
   Quelle est la consommation spécifique de l'installation ?



Figure 9.28 – Le 50 Let Podeby, brise-glace de 25 000 t à propulsion nucléo-turbo-électrique (deux réacteurs de 171 $\text{MW}_{\text{chaleur}}$, trois moteurs de 17,6 $\text{MW}_{\text{méch.}}$). Sa construction a débuté en 1989 mais il n'est entré en service qu'en 2007.

Un/e ingénieur/e propose de modifier le cycle pour le rendre régénératif, en prélevant de la vapeur de la turbine pour l'insérer dans le circuit de compression.

Il/elle propose de séparer la compression en deux étapes, l'une de 0,5 à 6 bar, et la seconde de 6 à 30 bar ; puis d'insérer la vapeur prélevée entre les deux pompes. Le débit de vapeur prélevé est tel que l'eau à la sortie du mélangeur est exactement à saturation.

Pour simplifier nos calculs, nous considérons que la puissance de pompage n'est pas modifiée par la régénération (une approximation sans grande incidence).

3. Schématisez l'installation proposée (c'est-à-dire le circuit physique suivi par la vapeur).
4. Représentez le cycle thermodynamique sur un diagramme température-entropie de façon qualitiative en y représentant aussi la courbe de saturation de l'eau.
5. Quelle proportion du débit de vapeur faudrait-il prélever à 6 bar dans la turbine, pour chauffer l'eau à saturation entre les deux pompes ?
6. La puissance aux hélices augmente-t-elle ou diminue-t-elle, et de combien ?
7. Le rendement de l'installation augmente-t-il ou diminue-t-il, et de combien ?

1. En réalité, entre 29 et 0,75 bar, valeurs qui ne sont pas tabulées dans nos abaques.

Résultats

E 9.1 1) Voir les figures 9.14 et 9.15 p.266 ; 2) Avec $s_E = s_D = 6{,}5399\,\mathrm{kJ\,kg^{-1}}$ et $\eta_T = 80\,\%$, nous obtenons $h_E = 2\,287{,}7\,\mathrm{kJ\,kg^{-1}}$ comme à l'exemple 9.2 p.259 ;
3) Avec l'équation 9/4 nous obtenons $h_B = 205{,}9\,\mathrm{kJ\,kg^{-1}}$ comme à l'exemple 9.1 ;
4) $\eta_{\text{thermique}} = \left|\frac{(h_E - h_D)+(h_B - h_A)}{(h_D - h_B)}\right| = 35{,}29\,\%$ (6/4) ; 5) $SSC = 3{,}15\,\mathrm{kg/(kW\,h)}$;
6) $\dot{m}_{\text{eau}} = 52{,}5\,\mathrm{kg\,s^{-1}}$.

E 9.2 1) $h_{D2} = 2\,960{,}8\,\mathrm{kJ\,kg^{-1}}$, $h_{E2} = 3\,570{,}3\,\mathrm{kJ\,kg^{-1}}$, $h_F = 2\,642{,}7\,\mathrm{kJ\,kg^{-1}}$, ainsi l'efficacité atteint $\eta_{\text{thermique 2}} = 36{,}31\,\%$ (+1 pt, une amélioration déjà appréciable) ; 2) $SSC_2 = 2{,}576\,\mathrm{kg/(kW\,h)}$ (−18 %, un beau résultat) ; 3) Dans la chaudière, la chaleur perdue par l'air est gagnée par l'eau : $\dot{m}_{\text{air}} = \frac{-\dot{Q}_{\text{eau}}}{c_p\ \Delta T} = \frac{\dot{W}_{\text{net}}}{\eta_{\text{thermique}}}\frac{1}{c_p\ (T_{\text{air 3}} - T_{\text{air 2}})} = 256{,}9\,\mathrm{kg\,s^{-1}}$.
4) $\eta_{\text{chaudière}} = \frac{\dot{Q}_{\text{eau}}}{\dot{Q}_{\text{reçue par l'air}}} = 79{,}5\,\%$ 5) $\dot{V}_{\text{carb.}} = \frac{\dot{Q}_{\text{reçue par l'air}}}{\rho_{\text{carburant}} c_{\text{carburant}} \eta_{\text{chaudière}}} = 17{,}7\,\mathrm{m^3\,h^{-1}}$.
6) C'est une excellente idée. On réduit ainsi la chaleur emportée par les gaz d'échappement à la sortie de la chaudière, ce qui a pour effet immédiat d'augmenter $\eta_{\text{chaudière}}$.

E 9.3 1) Avec le schéma des figures figures 9.14 et 9.15 p.266, $h_A = 340{,}5\,\mathrm{kJ\,kg^{-1}}$, $h_B = 343{,}54\,\mathrm{kJ\,kg^{-1}}$, $h_D = 3\,017{,}4\,\mathrm{kJ\,kg^{-1}}$, $h_E = 2\,284{,}5\,\mathrm{kJ\,kg^{-1}}$, ainsi $\eta_{\text{thermique}} = 27{,}294\,\%$;
2) $SSC = 4{,}93\,\mathrm{kg/(kW\,h)}$; 3) Voir figure 9.20 p.270 ;
4) Voir figure 9.21 p.270 ; 5) $h_{\text{prélèvement}} = 2\,673{,}9\,\mathrm{kJ\,kg^{-1}}$, $h_{\text{pré-mélange}} = 341{,}1\,\mathrm{kJ\,kg^{-1}}$, $h_{\text{post-mélange}} = 670{,}4\,\mathrm{kJ\,kg^{-1}}$: Ainsi la proportion permettant de saturer l'eau après mélange est $z = 14{,}1\,\%$; 6) $w_{\text{net 2}} = -674{,}87\,\mathrm{kJ\,kg^{-1}}$ (−9,2 % : drame !) ;
7) $q_{\text{chaud.}} = 2\,344{,}4\,\mathrm{kJ\,kg^{-1}}$, ainsi $\eta_{\text{inst. 2}} = 28{,}786\,\%$ (+1,49 pt : est-ce vraiment désirable dans cette application ?).

CHAPITRE 10

Cycles moteurs à gaz

Le chapitre en bref

Les moteurs à gaz sont plus compacts et légers que les moteurs à vapeur. De nombreux compromis thermodynamiques sont apportés pour alléger et s'adapter aux limites de vitesse et de température des composants des moteurs.

❈

Nous abordons pour ce dernier chapitre les moteurs utilisés dans l'aéronautique, le naval et l'automobile. Ce chapitre 10 (*cycles moteurs à gaz*) a pour objectif de répondre aux deux mêmes questions que son prédécesseur avec les liquides/vapeurs :

— Pourquoi et comment utilise-t-on les moteurs à air aujourd'hui ?

— Pour quelles raisons s'éloigne-t-on des cycles idéaux et comment quantifie-t-on ces compromis ?

10.1 Pourquoi utiliser un moteur à gaz ?

L'utilisation de l'air comme fluide moteur, plutôt que la vapeur, apporte plusieurs avantages.

— D'une part, il est possible de se dispenser entièrement des condenseurs et refroidisseurs. La phase de refroidissement (§7.2.1) a lieu directement dans l'atmosphère, qui accueille aisément tous les gaz chauds que l'on rejette, et qui sert de réservoir dans lequel puiser de l'air frais pour réalimenter le moteur.
  À puissance égale, la masse, le volume et souvent le coût des moteurs à gaz sont donc très fortement réduits par rapport à leurs homologues à vapeur. Ceci est particulièrement intéressant lorsque le moteur doit participer à la portée de son propre poids.

— D'autre part, l'apport de chaleur se fait sans perte. En effet, il est possible d'effectuer une combustion *directement à l'intérieur* du fluide de travail – c'est ce que l'on nomme la *la combustion interne*.
  Alors que les installations à vapeur laissent s'échapper de grandes quantités de chaleur au-dessus de la chaudière (§9.3.3), les moteurs à air perdent très peu de chaleur dans les phases de combustion.

Le principal défaut des moteurs à gaz est que la combustion interne impose une qualité de carburant élevée. Les résidus de combustion devant circuler à l'intérieur même de la partie thermodynamique de la machine, nous ne pouvons utiliser des sources de chaleur intéressantes ou économiques telles que la combustion des déchets, du bois, ou même du charbon.

Au final, la légèreté relative des moteurs à air par rapport à leurs homologues à vapeur fait qu'ils sont systématiquement utilisés lorsque la masse joue un rôle important, comme dans les transports aériens ou routiers.

10.2 Critères d'évaluation des moteurs à gaz

10.2.1 Le rendement thermique

Il va désormais de soi que nous cherchons toujours à obtenir une grande *efficacité thermique* $\eta_{\text{moteur}} \equiv \left|\frac{\dot{W}_{\text{net}}}{\dot{Q}_{\text{in}}}\right|$ (6/4) en gardant à l'esprit qu'elle ne peut excéder son maximum théorique $\eta_{moteurCarnot} = 1 - \frac{T_{\text{min.}}}{T_{\text{max.}}}$ (7/6).

Comme nous l'avons déjà suggéré en §9.2, le rendement thermique ne doit toutefois pas être maximisé au détriment d'autres paramètres importants, dont nous présentons plus bas les plus notables pour les moteurs à gaz.

10.2.2 La marge de travail

Dans un moteur en fonctionnement, l'irréversibilité des compressions et détentes n'est pas indépendante de la vitesse. Lorsqu'ils fonctionnent hors de leur plage

de fonctionnement optimale, les moteurs voient ainsi leur puissance spécifique diminuer. Les irréversibilités peuvent même réduire le rendement à zéro, le moteur tournant alors sans produire de travail utile (exactement comme un moteur automobile débrayé). La *marge de travail* est un concept qui permet d'évaluer la robustesse d'un cycle à l'augmentation de ces irréversibilités.

Pour aborder ce concept, étudions premièrement le cas d'un moteur dont la compression et la détente sont réversibles. Les transferts énergétiques du cycle sont décrits en figure 10.1. Si au lieu d'être idéale, la turbine de ce premier moteur se voyait soudainement affublée d'un rendement isentropique de 95 %, elle ne fournirait plus que 95 W. La puissance effective du moteur passerait alors de 10 à 5 W – une réduction de 50 %.

Comparons maintenant ce cas avec un moteur de même rendement, même puissance, mais dont le cycle est différent, comme montré en figure 10.2. Dans ce moteur, si l'efficacité isentropique de la turbine passait de 100 % à 95 %, la puissance nette passerait de 10 à 9 W – une baisse de 10 % seulement.

On peut ainsi voir que plus la part de la turbine dans la puissance nette développée est grande, moins l'efficacité du cycle est affectée par les irréversibilités. Nous généralisons et formalisons cela avec le concept de *marge de travail* M_w (en anglais : *work ratio*), défini comme le rapport entre la puissance nette et la puissance brute d'un moteur :

$$M_w \equiv \frac{\dot{W}_{\text{net}}}{\dot{W}_{\text{brut}}} = \frac{\dot{W}_{\text{détentes}} + \dot{W}_{\text{compressions}}}{\dot{W}_{\text{détentes}}} \tag{10/1}$$

où M_w est la marge de travail (sans unité) ;
$\dot{W}_{\text{détentes}}$ est la puissance dégagée pendant les détentes ;
et $\dot{W}_{\text{compressions}}$ la puissance consommée lors des compressions.

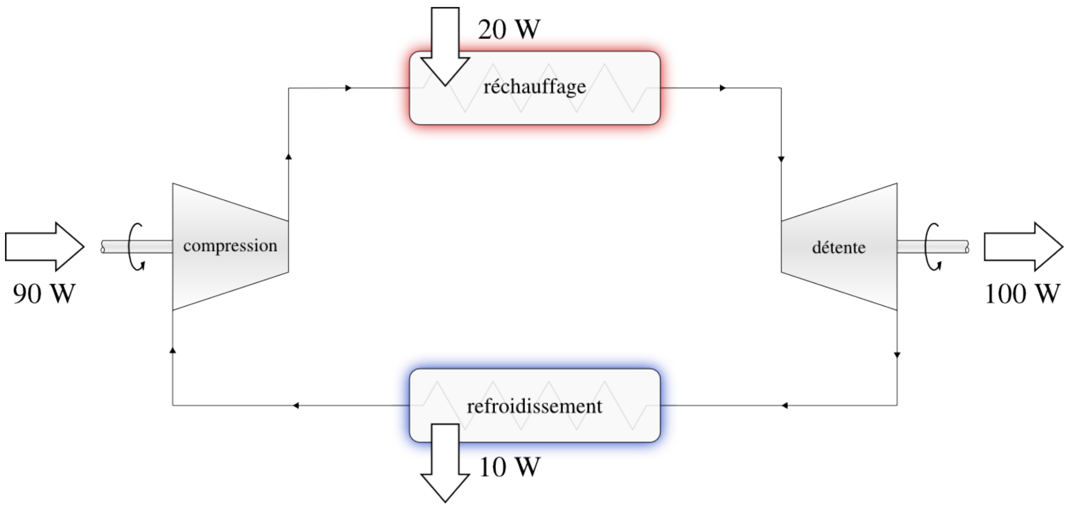


Figure 10.1 – Le cycle d'un moteur (hypothétique) à faible marge de travail. La puissance développée est de $\dot{W}_{\text{net}} = \dot{W}_{\text{compression}} + \dot{W}_{\text{détente}} = +90 + (-100) = -10$ W, et le rendement $\eta_{\text{moteur}} = -\frac{\dot{W}_{\text{net}}}{\dot{Q}_{\text{in}}} = -\frac{-10}{20} = 50$ %.

Schéma CC-0 o.c.

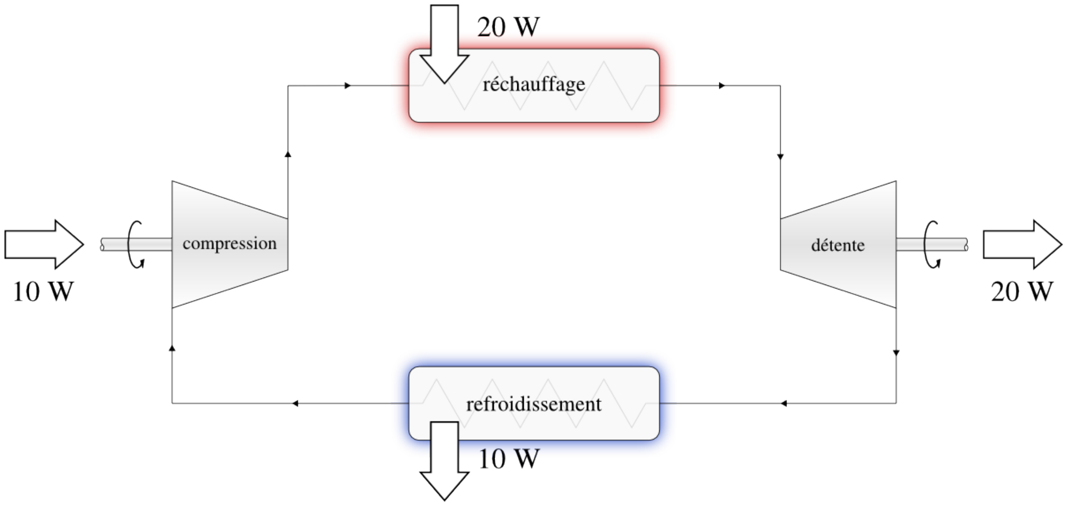


FIGURE 10.2 – Le cycle d'un second moteur (hypothétique), à forte marge de travail. La puissance développée $\dot{W}_{net} = +10 + (-20) = -10$ W, et le rendement $\eta_{moteur} = -\frac{-10}{20} = 50\,\%$ sont identiques à celles du moteur décrit en figure 10.1.

Schéma CC-0 o.c.

Une machine dont la marge de travail est grande perd moins de son efficacité lorsqu'elle fonctionne hors de sa plage de régime optimale : elle est donc plus souple d'utilisation. La marge de travail est l'un des indicateurs de la réactivité d'un moteur, c'est-à-dire de sa capacité à changer de puissance et de régime rapidement. On peut établir un parallèle avec la notion de *marge bénéficiaire nette* en économie : toutes choses égales par ailleurs, il est plus intéressant de commercialiser à 3 € des objets achetés 2 € pièce, qu'à 101 € des objets achetés 100 € pièce, notamment parce que le bénéfice de 1 € est alors moins sensible à une variation de prix ou de coût imposée par le marché.

Le moteur de Carnot est l'exemple-type d'un cycle thermodynamique à haut rendement mais dont la marge de travail est très faible. En traçant le cycle sur un diagramme pression-volume (figure 7.8 p.192) cette faiblesse ressort bien : les courbes lors des phases de compression et détente sont très proches l'une de l'autre. Rankine, lorsqu'il modifie ce cycle (§9.4.2), augmente considérablement la marge de travail.

D'une façon générale, une grande efficacité thermique requiert un grand taux de compression (afin d'obtenir une haute température avant que le transfert de chaleur ne soit initié). Une grande marge de travail requiert un faible travail de compression (afin de minimiser la sensibilité du moteur aux irréversibilités). Ces deux objectifs sont donc souvent contradictoires et il reviendra à l'ingénieur/e thermodynamicien/ne de trouver le meilleur compromis.

10.2.3 Poussée et puissance spécifiques

Nous utilisons les concepts de *poussée spécifique* $\frac{F}{\dot{m}}$ et *puissance spécifique* w_{net}, c'est-à-dire la poussée et la puissance du moteur divisées par le débit d'air qui le

traverse, pour comparer sommairement les cycles moteurs entre eux. Il est souvent désirable d'augmenter ces paramètres dans les applications où un grand rapport puissance/poids est recherché.

Ainsi par exemple, sur un moteur aéronautique, une augmentation du rendement n'est pas toujours justifiée si elle provoque une augmentation du poids ou de l'encombrement. Un aéronef plus lourd doit fournir une plus grande portance, ce qui augmente la traînée… et donc la poussée, et la puissance nécessaire pour la générer.

10.2.4 Autres critères d'évaluation

De nombreux autres critères sont naturellement à prendre en compte dans la conception d'un moteur, dont l'exploration dépasse le cadre de notre étude. Nous notons rapidement, entre autres :

- le coût d'achat, qui est directement lié à la complexité et à la taille du moteur ;
- l'impact écologique ;
- la facilité de maintenance et la fiabilité ;
- la réactivité ;
- le niveau de vibration engendré.

La prise en compte de chacun ces facteurs peut justifier de limiter sciemment l'efficacité du moteur. Nous ferons ainsi le pari que lors de l'acquisition de son premier véhicule, l'étudiant/e attachera plus d'importance au coût d'achat qu'à la consommation de carburant – de même qu'il/elle n'optera pas pour une motorisation de compétition nécessitant une maintenance incessante.

À vrai dire, il y a bien peu à ajouter à ce qu'expliquait déjà notre émérite et favori théoricien en 1824 :

> On ne doit pas se flatter de mettre jamais à profit, dans la pratique, toute la puissance motrice des combustibles. Les tentatives que l'on ferait pour approcher de ce résultat seraient même plus nuisibles qu'utiles, si elles faisaient négliger d'autres considérations importantes. L'économie du combustible n'est qu'une des conditions à remplir par les machines à feu ; dans beaucoup de circonstances, elle n'est que secondaire, elle doit souvent céder le pas à la sûreté, à la solidité, à la durée de la machine, au peu de place qu'il faut lui faire occuper, au peu de frais de son établissement, etc. Savoir apprécier, dans chaque cas, à leur juste valeur, les considérations de convenance et d'économie qui peuvent se présenter, savoir discerner les plus importantes de celles qui sont seulement accessoires, les balancer toutes convenablement entre elles, afin de parvenir par les moyens les plus faciles au meilleur résultat, tel doit être le principal talent de l'homme [ou de la femme] appelé

> à diriger, à coordonner entre eux les travaux de ses semblables, à les faire concourir vers un but utile de quelque genre qu'il soit.
>
> Sadi Carnot, 1824 [4]

10.3 Moteurs alternatifs

Les moteurs à mouvement alternatif (souvent dits « à pistons-cylindres ») admettent une quantité d'air finie et effectuent leur cycle thermodynamique sur cette masse. Le cycle peut être effectué de multiples fois en parallèle, et est répété plusieurs fois dans le temps pour fournir une puissance continue (un moteur automobile effectue usuellement une cinquantaine de cycles par seconde).

10.3.1 Intérêt des moteurs à pistons

D'un point de vue thermodynamique, le principal avantage de ces moteurs est que la manipulation d'une masse fixe d'air est beaucoup plus aisée que celle d'un flux continu. Il est possible, par exemple, d'effectuer une combustion à température constante (telle que le préconise Carnot) en faisant varier le volume pendant la combustion. La même opération en régime continu requerrait que la combustion s'effectue au sein d'une turbine (§4.4.4 p.96), ce que l'on ne sait pas encore faire à échelle industrielle.

Un second avantage des moteurs à pistons est que la température maximale du cycle n'y est atteinte que sporadiquement (périodiquement, mais toujours brièvement). Il est ainsi possible, lors de la combustion, de faire atteindre au gaz des températures qui dépassent les limites métallurgiques du moteur, avec les avantages pour le rendement que nous avons abordés au chapitre 7 (*le second principe*).

Le poids et la complexité de leurs mécanismes (bielles, vilebrequin, soupapes, circuits divers), en revanche, défavorisent les moteurs à pistons lorsque de très grandes puissances et vitesses de rotation sont requises.

10.3.2 Le cycle d'Otto

On doit à l'ingénieur allemand Nikolaus Otto, en 1864, la mise au point du moteur que l'on connaît aujourd'hui sous le nom de « *moteur à essence* ». Le cycle de principe de ce moteur, appelé *cycle d'Otto*, est constitué de deux phases isentropiques encadrées par deux phases isochores ; il est décrit en figure 10.3.

Le cycle d'Otto est conçu pour permettre une mise en œuvre simple de la phase d'apport de chaleur. Le carburant est mélangé à l'air avant son insertion dans le moteur, et une combustion très rapide est provoquée avec une étincelle lorsque le volume dans le cylindre est minimal : c'est ce que l'on nomme l'*allumage commandé*. Otto destine son moteur à des applications statiques, mais sa simplicité relative et

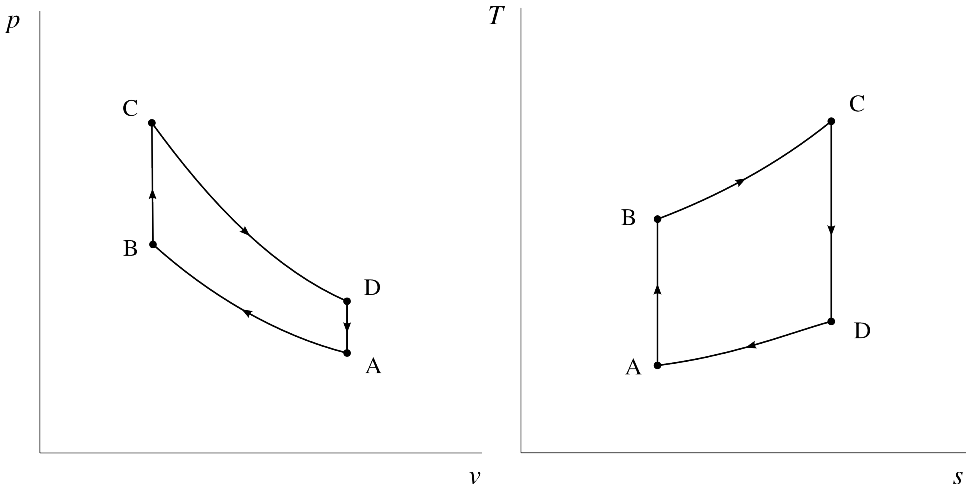


FIGURE 10.3 – Cycle théorique d'Otto représenté sur des diagrammes pression-volume et température-entropie. Ces graphiques représentent le trajet idéal, sans irréversibilité de compression ou détente.

Diagrammes CC-0 o.c.

sa réactivité assureront son succès dans les transports (notamment avec son fils Gustav Otto, avionneur dont l'entreprise donnera naissance à BMW).

Le rendement du cycle d'Otto théorique est calculable sans grande difficulté. L'apport de chaleur $q_{\text{combustion}} = c_v(T_C - T_B)$ et le rejet de chaleur $q_{\text{refroidissement}} = c_v(T_A - T_D)$ sont tous deux effectués à volume constant [1] (4/22). Ainsi, puisqu'en théorie aucun transfert de chaleur n'a lieu dans les phases de compression et détente, et si l'on considère que les propriétés (c_v) du gaz ne changent pas pendant la combustion, le rendement η_{Otto} du cycle théorique est simplement :

$$\eta_{\text{Otto}} = \left| \frac{-q_{\text{combustion}} - q_{\text{refroidissement}}}{q_{\text{combustion}}} \right| = 1 + \frac{q_{\text{refroidissement}}}{q_{\text{combustion}}} = 1 + \left(\frac{T_A - T_D}{T_C - T_B} \right) \quad (10/2)$$

En définissant le *taux de compression* ϵ comme :

$$\epsilon \equiv \frac{v_A}{v_B} \quad (10/3)$$

il est possible de montrer que l'équation 10/2 peut être reformulée pour exprimer le rendement selon :

$$\eta_{\text{Otto}} = 1 - \frac{1}{\epsilon^{\gamma - 1}} \quad (10/4)$$

On constate ainsi que le rendement du moteur d'Otto dépend uniquement du taux de compression – et non de la quantité de chaleur apportée pendant la combustion [2].

1. Le refroidissement, en pratique, est effectué hors du moteur (à la sortie du pot d'échappement). D'un point de vue thermodynamique, l'air poursuit son cycle dans l'atmosphère avant de pénétrer à nouveau dans le moteur (§6.2.1).

2. L'étudiant/e n'aura pas tort de se surprendre de ce résultat – la température maximale du cycle n'a pas d'influence sur le rendement ! Dans ce cycle, l'augmentation de la température moyenne d'apport de chaleur est exactement compensée par l'augmentation de la température moyenne de refroidissement.

Cette équation n'est valide qu'en négligeant le changement des propriétés de l'air pendant la combustion, ainsi que les irréversibilités lors de la compression et de la détente. Il ne faut donc l'utiliser qu'avec la plus grande prudence ; toutefois la tendance qu'elle décrit reste valide, et les motoristes cherchent continuellement à augmenter le taux de compression de leurs moteurs pour en augmenter l'efficacité. Une limite immédiate à ce taux est la température à laquelle le mélange air-carburant s'enflamme spontanément, provoquant une combustion prématurée.

10.3.3 Le cycle de Diesel

Fruit du travail patient et soigneux de son inventeur, l'ingénieur allemand Rudolf Diesel (§7.6), le *moteur Diesel* propulse aujourd'hui l'écrasante majorité des transports commerciaux sur route et sur mer.

« [Nous souhaitons] produire la température la plus haute du cycle (la température de combustion) non pas par et pendant la combustion, mais avant et indépendamment d'elle, entièrement par la compression d'air ordinaire. [...] Le combustible, ainsi, ne doit pas être précédemment mélangé à l'air, mais ce dernier doit être comprimé séparément, sinon, bien avant que la compression requise ne soit atteinte, l'allumage se produirait, et le cycle serait interrompu. »

Rudolf Diesel, 1893 [23, 24]

D'un point de vue strictement thermodynamique, le cycle de Diesel théorique ne diffère de celui d'Otto que par son mode de combustion : l'apport de chaleur se fait à pression constante et non à volume constant, comme montré en figure 10.4.

Comme l'apport de chaleur $q_{\text{combustion}} = c_p(T_C - T_B)$ (4/17) est fait conjointement à une production de travail, il n'existe pas d'expression simple pour le rendement η_{Diesel}, qui ne dépend plus uniquement du taux de compression. Il faudra le calculer en étudiant le cycle étape par étape. On s'apercevra alors que toutes choses étant égales par ailleurs (même taux de compression et même température maximale), le cycle de Diesel a un rendement plus faible que celui d'Otto.

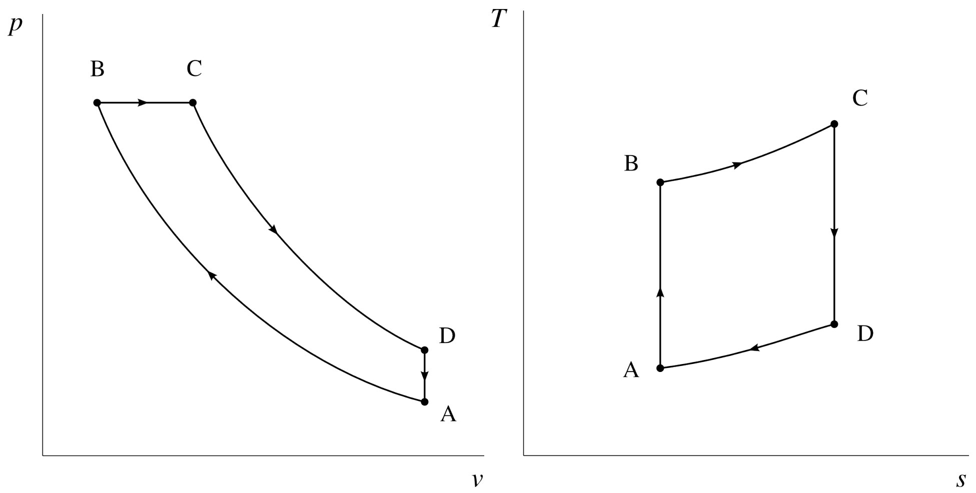


FIGURE 10.4 – Cycle théorique de Diesel représenté sur des diagrammes pression-volume et température-entropie. Ces graphiques représentent le trajet idéal, sans irréversibilité de compression ou détente.

Pour comprendre, alors, l'intérêt de ce cycle et la différence véritable entre un moteur Diesel et un moteur essence, il faut un peu de contexte historique. Rudolf Diesel conçoit en 1892 un moteur « rationnel » pour mettre en pratique le cycle de Carnot. Il recherche donc deux caractéristiques :

- un fort taux de compression, pour augmenter la température de l'air avant la combustion ;
- une combustion à température constante.

Pour obtenir cela, Diesel doit attendre la fin de la compression pour injecter le carburant, afin d'éviter un allumage prématuré. L'apport de chaleur isotherme demande quant à lui une combustion progressive. Ainsi, le moteur Diesel originel est par nature doté d'une *injection directe* de carburant, indépendante de l'admission d'air. Le cycle de Diesel est donc intéressant car il *permet* un taux de compression et une qualité de combustion supérieurs à ceux du cycle d'Otto.

Le moteur de Diesel ne cessera d'évoluer depuis l'impraticable concept décrit dans la *Théorie et construction d'un moteur rationnel à chaleur destiné à remplacer les machines à vapeur et moteurs à combustion connus à ce jour* de 1893 [23, 24] (400 bar et combustion isotherme de poudre de charbon) jusqu'aux premiers modèles de série qu'il développe chez le motoriste MAN (40 bar et combustion isobare de pétrole). Tout comme Otto, Diesel s'intéresse d'abord aux moteurs stationnaires (ses premiers prototypes sont monocylindres et dépassent trois mètres de haut) mais ce sont les applications aux transports commerciaux, où l'absence de bougie et son excellent rendement lui donnent l'avantage sur les moteurs à allumage commandé, qui feront sa notoriété.

10.3.4 Mise en pratique des cycles

Les deux cycles décrits plus haut ne sont que des cycles idéaux – ils servent d'étalons conceptuels pour comparer les moteurs réels entre eux. Leur transposition à un moteur réel nécessite de prendre en compte de nombreux facteurs, parmi lesquels :

- La nécessité de vidanger l'air et les produits de combustion à l'intérieur du cylindre après le cycle, et l'impossibilité de le faire complètement ;
- Le fait que le volume occupable par le gaz soit lié à la rotation de l'arbre du moteur, et donc qu'il n'est pas possible de le contrôler indépendamment du régime de fonctionnement du moteur ;
- Les irréversibilités lors des compressions et détentes causées par les mouvements rapides des pistons ;
- Les transferts de chaleur vers et depuis les cylindres pendant le cycle ;
- Les fuites des gaz dans les interstices entre pistons et cylindres.

La prise en compte de ces facteurs, ainsi que la poursuite d'objectifs liés au confort d'utilisation et à la maîtrise de la pollution atmosphérique, font que le cycle obtenu à l'intérieur d'un cylindre de moteur en pratique pourra par exemple ressembler à celui représenté en figure 10.5. Dans le secteur automobile en particulier, l'adoption de l'injection directe et l'augmentation des taux de compression sur les moteurs essence pour diminuer leur consommation et leurs émissions a brouillé la distinction essence/Diesel – les moteurs essence sont désormais plus proches du concept de Rudolf Diesel que de celui de Nikolaus Otto.

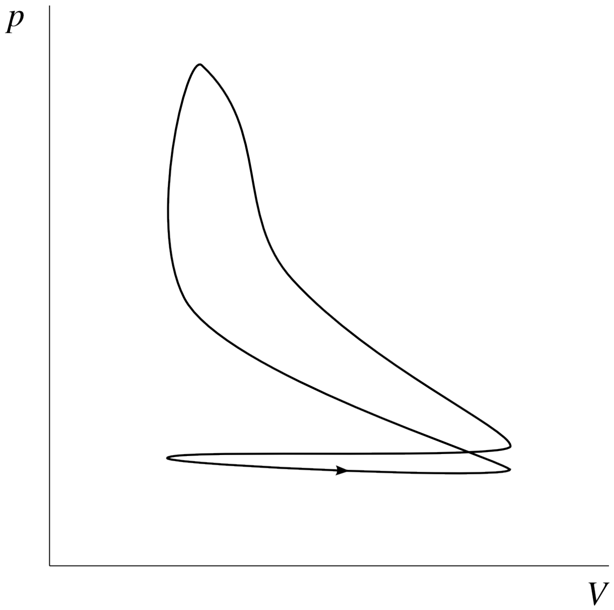


FIGURE 10.5 – Une représentation réaliste de l'évolution de la pression et du volume pendant un cycle dans un moteur essence en pratique.

Diagramme CC-0 O.C.

10.3.5 Nombre de cylindres et turbocompression

Un défaut important des moteurs à mouvement alternatif est que l'irréversibilité des compressions et détentes augmente fortement avec la vitesse d'évolution des pistons dans les cylindres. L'approche traditionnelle pour contourner ce problème est de multiplier le nombre de cylindres fonctionnant simultanément dans le moteur (figure 10.6). De cette façon, on peut réduire le débattement parcouru par chaque piston pour un volume de cylindrée donné. Un avantage associé à cette approche est que le mouvement des pièces mécaniques est mieux équilibré (et le moteur plus mélodieux !).

Malheureusement, la complexité mécanique, l'encombrement et les coûts de fabrication et d'entretien des moteurs augmentent rapidement avec le nombre de cylindres ; ainsi dans les applications où ces facteurs priment (pour la majorité du secteur automobile, par exemple) on n'utilise généralement que quatre, voire trois

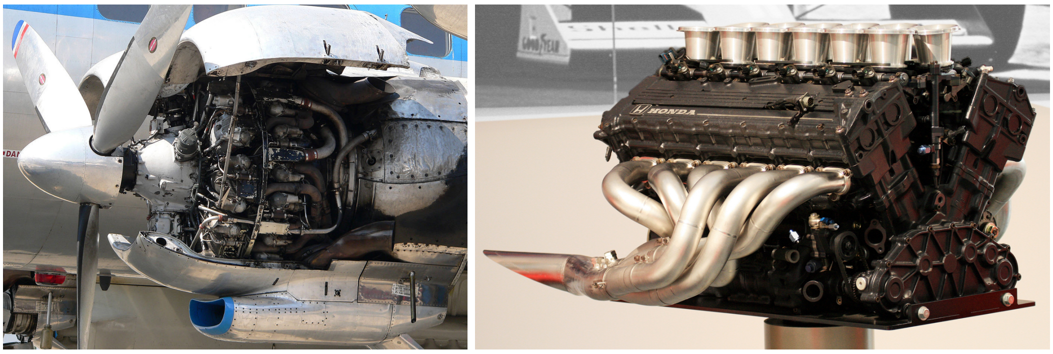


FIGURE 10.6 – À gauche, un *Curtiss-Wright* R-3350 *Duplex-Cyclone* (1950) de 3 500 ch à 18 cylindres disposés en deux étoiles successives. Quatre de ces moteurs équipaient le long-courrier *Lockheed Super Constellation*.
À droite, un *Honda* RA121E (1991) de 12 cylindres. Il équipait la Formule 1 *McLaren* MP4/6.

Photo du Duplex-Cyclone CC-BY-SA *par Frank C. Müller*
Photo du V12 RA121E CC-BY-SA *par l'utilisateur·rice Commons Morio*

ou même deux cylindres. Il est pourtant attendu de ces moteurs qu'ils puissent être efficaces sur une large plage de puissances.

Une solution couramment adoptée pour cela est celle de la *turbocompression*. Elle consiste à déléguer une partie du travail de compression et de détente à un petit appareil nommé *turbo*, qui apporte avec lui les avantages de compacité et de légèreté des turbomachines (figure 10.7). Le compresseur du turbo est alimenté par sa turbine, qui fonctionne avec les gaz d'échappement (nous étudions ce système plus bas en §10.5.2). La turbocompression permet de réduire la taille et la vitesse d'un moteur pour une puissance donnée.

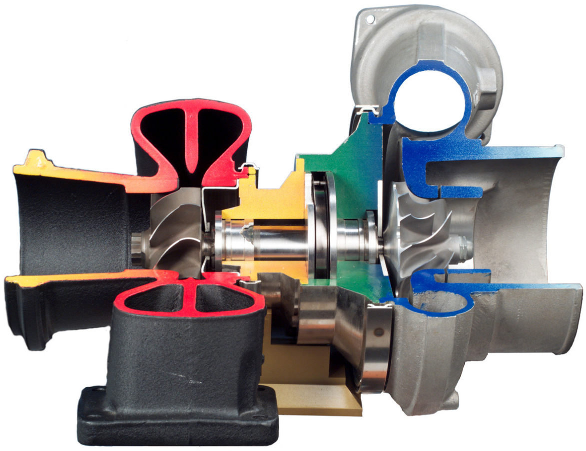


FIGURE 10.7 – Un turbo sectionné pour en montrer l'agencement intérieur. L'air atmosphérique entre par la droite et est comprimé en étant projeté vers l'extérieur par le compresseur centrifuge ; il est ensuite inséré dans le moteur. Les gaz d'échappement pénètrent par le centre gauche et ressortent vers la gauche après avoir fait tourner la turbine centripète, qui alimente le compresseur en travail *via* l'arbre central de rotation. Comme l'unique pièce mobile est très compacte (ici environ 20 cm), de très grandes vitesses de rotation peuvent être atteintes, usuellement au delà de 200 000 tours/min.

Photo NASA *(domaine public)*

Comme l'utilisation d'un turbo affecte négativement la réactivité d'un moteur, on peut permettre à l'air d'admission de le contourner pendant les variations de régime. De plus, les variations de température dans le turbo peuvent être compensées par refroidissement avant insertion dans les cylindres (nous étudions cette technique plus bas en §10.6.1). Ces procédés font des moteurs modernes des systèmes thermodynamiques complexes capables d'effectuer une large gamme de cycles très différents en fonction des conditions d'utilisation.

10.4 Composants des turbomachines

Avant de nous plonger dans les cycles des moteurs à turbines, nous nous proposons de rappeler brièvement le fonctionnement de leurs principaux composants. Comme les turbomachines fonctionnent en régime continu, nous ferons à partir d'ici systématiquement appel aux notions du chapitre 3 (*les systèmes ouverts*).

10.4.1 Compresseur

Les phases de compression et de détente dans les moteurs se font très souvent de façon adiabatique et toujours de façon irréversible. L'écoulement des fluides au sein du compresseur des moteurs modernes est difficile à modéliser [1]; ce qui en fait un composant lourd, volumineux et dont la géométrie est complexe (figures 10.8 et 10.9).
La plupart des compresseurs sont *axiaux*, c'est à dire que l'air les traverse parallèlement à l'axe de rotation, mais on utilise parfois des compresseurs *centrifuges*, qui projettent l'air radialement ; quelque soit le procédé utilisé, les évolutions thermodynamiques de l'air restent identiques.

« Afin de pouvoir donner à l'air une grande extension de volume, afin de produire par cette extension un grand changement de température, il serait nécessaire de le prendre d'abord sous une pression assez élevée [...] Cette opération exigerait un appareil particulier, appareil qui n'existe pas dans les machines à vapeur. Dans celles-ci, l'eau est à l'état liquide lorsqu'on la fait pénétrer dans la chaudière ; elle n'exige, pour y être introduite, qu'une pompe foulante de petites dimensions. »

Sadi Carnot, 1824[4]

Tout comme nous l'avons fait pour la turbine (9/6), nous quantifions l'efficacité d'un compresseur en comparant sa puissance avec celle d'un compresseur idéal (un compresseur qui serait isentropique). Nous nommons ce paramètre l'*efficacité isentropique* du compresseur η_C :

$$\eta_C \equiv \frac{\dot{W}_{\text{compresseur isentropique}}}{\dot{W}_{\text{compresseur réel}}} \qquad (10/5)$$

pour un compresseur ;
où $\dot{W}_{\text{compresseur réel}}$ est la puissance réelle consommée par le compresseur,
et $\dot{W}_{\text{compresseur isentropique}}$ la puissance d'un compresseur isentropique qui fonctionnerait avec le même débit de masse et entre les deux mêmes pressions.

1. On sait de la mécanique des fluides que le gradient de pression au sein d'un compresseur favorise la séparation de la *couche limite*. Ainsi, on utilise toujours un plus grand nombre d'étages dans un compresseur que dans une turbine de même puissance, où le gradient est favorable.



FIGURE 10.8 – Caisson de stators accueillant le rotor d'un compresseur axial d'un turboréacteur.

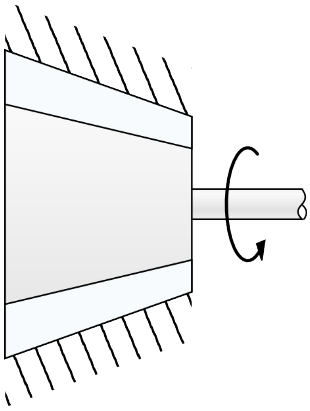


FIGURE 10.9 – Représentation schématique d'un compresseur à air.

Comme celle d'une turbine, l'efficacité isentropique d'un compresseur est toujours inférieure à 1. Si cette efficacité est connue, nous pouvons comparer les propriétés réelles de l'air à l'entrée et à la sortie du compresseur avec celles que l'on mesurerait dans le cas idéal :

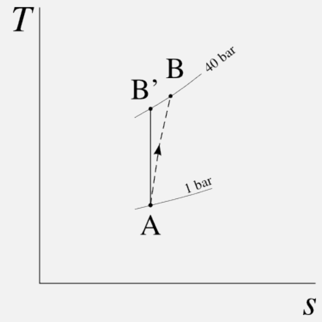
$$w_{\text{compresseur}} = c_p \left(T_{\text{B réel}} - T_{\text{A}}\right) = \frac{1}{\eta_{\text{C}}} c_p \left(T_{\text{B}'} - T_{\text{A}}\right) \tag{10/6}$$

où $w_{\text{compresseur}}$ est la puissance spécifique du compresseur (J kg^{-1}),
$T_{\text{B}'}$ est la température idéale de sortie (compresseur isentropique) (K),
et $T_{\text{B réel}}$ est la température réelle de sortie (K).

Exemple 10.1

Pour l'air, on mesure $c_{p(\text{air})} = 1\,005\,\text{J}\,\text{kg}^{-1}\,\text{K}^{-1}$, $c_{v(\text{air})} = 718\,\text{J}\,\text{kg}^{-1}\,\text{K}^{-1}$, $R_{\text{air}} = 287\,\text{J}\,\text{kg}^{-1}\,\text{K}^{-1}$, et $\gamma_{\text{air}} = 1{,}4$.
Le compresseur d'un turboréacteur à soufflante a une efficacité isentropique de 85 % ; il admet 38 kg s^{-1} d'air à 1 bar et 5 °C. La pression de sortie est de 40 bar.
Quelle est la puissance consommée ?

L'évolution peut être représentée de façon qualitative sur un diagramme $T - s$ ainsi :



Nous commençons par calculer la puissance d'un compresseur idéal (isentropique) : la température de sortie serait alors (4/37) : $T_{\text{B}'} = T_{\text{A}} \left(\frac{p_{\text{B}}}{p_{\text{A}}}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} = (5 + 273{,}15)\,(40)^{\frac{0{,}4}{1{,}4}} = 798\,\text{K} = 524{,}9\,°\text{C}$. Le compresseur idéal consommerait donc $w_{\text{compresseur isentropique}} = c_{p(\text{air})}\,(T_{\text{B}'} - T_{\text{A}}) = 1\,005\,(798 - 278{,}15) = +5{,}225 \cdot 10^5\,\text{J}\,\text{kg}^{-1} = +522{,}5\,\text{kJ}\,\text{kg}^{-1}$.
Avec l'équation 10/5 la puissance du compresseur vient naturellement : $\dot{W}_{\text{compresseur}} = \dot{m}\,\frac{1}{\eta_{\text{C}}}\,w_{\text{compresseur isentropique}} = 38 \times \frac{1}{0{,}85} \times 5{,}225 \cdot 10^5 = 2{,}336 \cdot 10^7\,\text{W} = 23{,}36\,\text{MW}$.

Attention : contrairement aux turbines, la puissance réelle est *supérieure* à la puissance théorique : on divise par l'efficacité dans le dernier calcul.

L'équation 10/6 nous permettrait de calculer la température réelle de sortie : $T_{\text{B réel}} = \frac{1}{\eta_{\text{C}}} c_p\,(T_{\text{B}'} - T_{\text{A}}) + T_{\text{A}} = \frac{1}{0{,}85}(798 - 278{,}15) + 278{,}15 = 889{,}7\,\text{K} = 616{,}6\,°\text{C}$. Ici, les 92 °C de différence avec le cas isentropique sont le résultat de la conversion de travail en chaleur par frottement dans le compresseur, une dépense inutile représentant $\dot{m}\,c_p\,(T_{\text{B}} - T_{\text{B}'}) = +3{,}5\,\text{MW}$.

En pratique, plusieurs prélèvements d'air peuvent être effectués au sein du compresseur, pour alimenter d'autres équipements et pour refroidir la turbine (10.6.3). Pendant les phases de transition de régime, on peut également soulager le compresseur d'une partie du débit de masse en laissant fuir de l'air au travers de soupapes de décharge.

10.4.2 Chambre de combustion

L'apport de chaleur des turbomachines se fait dans une ou plusieurs chambres de combustion (figures 10.10 et 10.11). L'air y est réchauffé à pression constante par combustion ; sa température et son volume spécifique augmentent fortement.

Aucun travail n'est apporté dans la chambre de combustion, et la pression y reste approximativement constante. Comme l'apport de chaleur se fait au sein du gaz même, la température maximale du cycle n'est pas limitée par la transmission de chaleur à travers une paroi solide. La température maximale de l'air peut même dépasser celle de fonte des parois de la chambre, qui sont isolées avec plusieurs couches d'air comprimé. Cela permet un gain de température par rapport aux installations à vapeur qui avoisine usuellement 200 K.

La puissance délivrée dans la chambre de combustion se quantifie plutôt facilement avec une modification de l'équation 4/19 pour tenir compte du changement des propriétés de l'air pendant la combustion, qui fait augmenter la valeur de c_p de 10 % environ :

$$q_{\text{chambre}} = h_\text{B} - h_\text{A} = c_{p(\text{gaz})} T_\text{B} \; - \; c_{p(\text{air})} T_\text{A} \tag{10/7}$$

Les écoulements au sein de la chambre de combustion dépendent de façon corrélée de la chimie de combustion et de la distribution spatiale des vitesses et de la pression : leur modélisation est donc complexe. En pratique une légère perte de

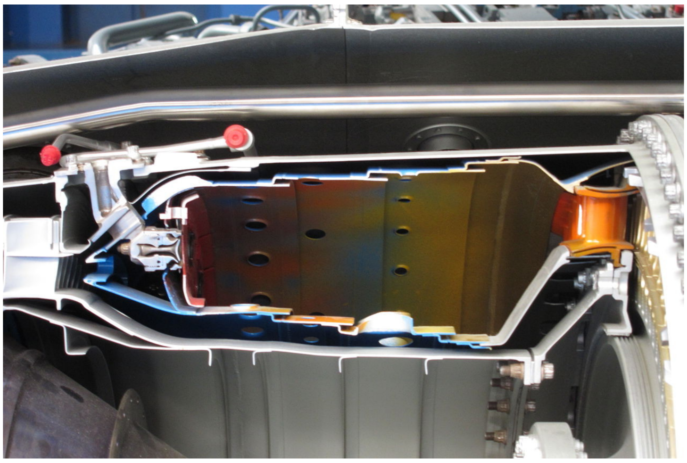


FIGURE 10.10 – Section d'une chambre de combustion annulaire dans laquelle l'écoulement se faisait de gauche à droite. La photo montre une découpe d'un *Rolls-Royce Turbomeca Adour*, petit turboréacteur conçu en 1968.

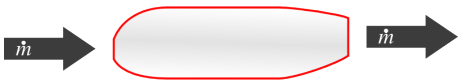


FIGURE 10.11 – Représentation schématique d'une chambre de combustion.

pression des gaz est obtenue entre les extrémités des chambres. L'influence sur la puissance du débit massique du carburant $\dot{m}_{\text{carburant}}$, toujours beaucoup plus faible que celui de l'air, peut être négligée sans danger.

10.4.3 Turbine

Le rôle de la turbine (figures 10.12 et 10.13) est d'alimenter le compresseur : elle doit donc extraire de l'air une puissance suffisante pour faire fonctionner ce dernier et compenser d'éventuelles pertes de transmission. En fonction de la configuration de la turbomachine, la turbine pourra ensuite extraire encore de l'énergie, pour alimenter d'autres composants, comme nous l'étudions en §10.5 plus bas.

Tout comme pour les liquides/vapeurs (9/6), nous mesurons la performance d'une turbine en quantifiant son *efficacité isentropique* η_T :

$$\eta_T \equiv \frac{\dot{W}_{\text{Turbine réelle}}}{\dot{W}_{\text{Turbine isentropique}}} \tag{9/6}$$

La puissance extraite par la turbine s'exprime donc aisément en fonction des températures réelle $T_{2\text{ réel}}$ et idéale $T_{2'}$ à sa sortie :

$$w_{\text{turbine}} = c_{p(\text{gaz})}(T_{2\text{ réel}} - T_1) = \eta_T\, c_{p(\text{gaz})}\,(T_{2'} - T_1) \tag{10/8}$$

Au fur et à mesure que le gaz circule d'amont en aval de la turbine, il est détendu et son volume spécifique augmente. La taille des pales (donc leur poids et leur coût) doit donc aussi augmenter, tandis que la puissance qu'il leur est possible d'extraire, elle, diminue. Il arrive ainsi souvent que l'on rejette de l'air encore comprimé à la sortie d'une turbomachine, faute de pouvoir en extraire encore de l'énergie de façon économique.



FIGURE 10.12 – Turbine d'un turbomoteur générateur. La turbine photographiée, une *Siemens* SGT5, peut accepter un débit d'air et d'eau de 690 kg s^{-1}. Elle transmet une puissance à l'arbre d'environ 500 MW.

Photo CC-BY-SA *Siemens Pressebild*

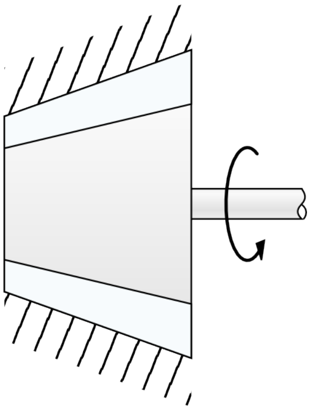


FIGURE 10.13 – Représentation schématique d'une turbine à gaz.

Schéma CC-BY-SA *Olivier Cleynen*

10.4.4 Tuyère

La *tuyère* est un simple conduit sans pièce mobile (figures 10.14 et 10.15). Elle permet au gaz de se détendre, et ainsi d'accélérer vers l'arrière du moteur. C'est cette augmentation de la vitesse du gaz (différence entre vitesse à l'entrée et à la sortie) qui est à l'origine de la poussée fournie par un moteur.

« Lorsqu'en effet deux fluides également comprimés s'échappent par deux petits orifices égaux, leurs vîtesses sont en raison inverse de la racine carrée de leurs densités. »

Louis Joseph Gay-Lussac, 1807 [3]

Il n'y a aucun apport de chaleur ou de travail dans la tuyère : si l'on néglige les frottements, l'énergie du gaz est conservée. La tuyère est le seul élément du moteur pour lequel la variation d'énergie cinétique doit être impérativement prise en compte.

Un rapide retour à l'équation 3/15 nous permet de quantifier la vitesse finale des gaz en fonction de la différence de pression disponible :

$$q_{\text{A}\to\text{B}} + w_{\text{A}\to\text{B}} = \Delta h + \Delta e_m \tag{3/15}$$

$$h_\text{A} + \frac{1}{2}C_\text{A}^2 = h_\text{B} + \frac{1}{2}C_\text{B}^2 \tag{10/9}$$

Dans le cas d'une tuyère idéale, la détente est isentropique et nous pouvons relier les températures T_A et T_B tout comme au sein d'une turbine ou d'un compresseur, par les abominables relations 4/36 à 4/38. Ainsi, en connaissant les conditions d'entrée h_A et p_A, pour une pression de sortie p_B donnée (pression atmosphérique), nous pouvons quantifier la variation de vitesse du gaz :

$$C_\text{B}^2 - C_\text{A}^2 = -2\ c_{p(\text{gaz})}\ (T_\text{B} - T_\text{A}) \tag{10/10}$$

Idéalement, la tuyère détend les gaz jusqu'à pression ambiante et convertit toute la variation d'enthalpie des gaz en énergie cinétique. En pratique, bien sûr, une



FIGURE 10.14 – Les tuyères de deux *General Electric* F404 équipant un avion de combat. La géométrie de la tuyère, d'importance capitale en mécanique des fluides, n'est pas abordée dans cet ouvrage.

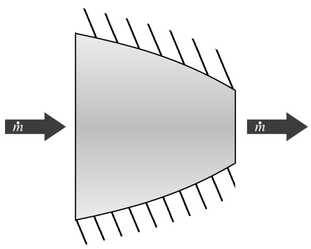


FIGURE 10.15 – Représentation schématique d'une tuyère.

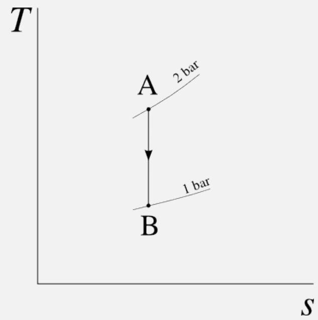
partie de cette énergie est convertie en chaleur par frottement. L'efficacité des tuyères est mesurée de façon similaire à celle des compresseurs et turbines, et n'est pas étudiée dans ce document.

Exemple 10.2

Pour les gaz brûlés, on mesure $c_{p(\text{gaz})} = 1\,150\,\text{J}\,\text{kg}^{-1}\,\text{K}^{-1}$, $c_{v(\text{gaz})} = 823\,\text{J}\,\text{kg}^{-1}\,\text{K}^{-1}$, $R_{\text{gaz}} = 327\,\text{J}\,\text{kg}^{-1}\,\text{K}^{-1}$, et $\gamma_{\text{gaz}} = 1{,}333$.
Une tuyère admet un débit d'air continu à 2 bar, $10\,\text{m}\,\text{s}^{-1}$ et 400 °C. À quelle vitesse peut-elle accélérer ces gaz en les rejetant à 1 bar, si on néglige les irréversibilités ?

Le cas permettant la plus grande vitesse d'éjection est celui d'une détente isentropique ; alors $T_B = T_A \left(\frac{p_B}{p_A}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} = (400 + 273{,}15) \left(\frac{1}{2}\right)^{\frac{0{,}333}{1{,}333}} = 566{,}1\,\text{K} = 293\,°\text{C}$.

Une telle évolution peut être représentée de façon qualitative sur un diagramme $T - s$ ainsi :



Avec l'équation 10/10 la vitesse de sortie serait donc:
$C_B = \left[-2\,c_{p(\text{gaz})}\,(T_B - T_A) - C_A^2\right]^{\frac{1}{2}} = \left[-2 \times 1\,150 \times (293 - 400) + 10^2\right]^{0{,}5} = 496{,}2\,\text{m}\,\text{s}^{-1} = 1\,786\,\text{km}\,\text{h}^{-1}$.

☞ En pratique, les gaz n'atteindraient jamais cette vitesse. En effet, une grande partie de la détente se fait *en dehors* de la tuyère, où elle est très turbulente et donc très irréversible.
Ce phénomène, malgré tout, n'a pas d'influence sur la poussée générée par la tuyère, car sa bouche de sortie est en réalité à pression supérieure à la pression atmosphérique. Le calcul de vitesse effectué ici reste ainsi un bon « indicateur » thermodynamique des phénomènes en jeu. Pour décrire rigoureusement l'écoulement dans une tuyère, il faudrait se référer à la mécanique des fluides (en particulier le domaine des écoulements compressibles) que nous ne souhaitons pas aborder ici.

☞ Dans la plupart des cas, il est raisonnable de considérer que l'énergie cinétique des gaz à la sortie de la turbine (et donc à l'entrée de la tuyère) est négligeable. Les $10\,\text{m}\,\text{s}^{-1}$ en A n'ont ici aucune influence significative.

La conception des tuyères est bien plus complexe que ces quelques paragraphes ne laissent paraître, surtout lorsque les composants avoisinent la vitesse du son. L'étudiant/e aurait tort de n'y voir qu'un simple « tuyau thermodynamique » même si c'est l'usage que nous en faisons ici.

Notons pour finir que l'*entrée d'air* d'un moteur aéronautique joue souvent le rôle de diffuseur : à l'inverse d'une tuyère, elle ralentit l'air pour augmenter sa pression. En vol supersonique, un taux de compression de 2 et une augmentation correspondante de température peuvent être atteints de cette manière avant l'entrée dans le compresseur.

10.5 Les configurations des turbomachines

10.5.1 Intérêt des turbomachines

> « La turbine à vapeur, sans apporter de réelle amélioration quant à la dépense de vapeur, est entrée dans l'industrie grâce à la simplicité de sa construction, et il en sera de même pour la turbine à gaz, qui est de construction plus simple que le moteur à gaz, pour peu qu'elle puisse seulement dépasser les moteurs à vapeur en efficacité. »
>
> Aurel Stodola, 1904, [26, 27]

Les *turbomachines*, c'est-à-dire les machines transférant de l'énergie entre un fluide et un axe en rotation [1], présentent deux grands avantages par rapport aux moteurs à pistons :

— Le rapport puissance-poids des turbomachines est environ trois fois supérieur, car le nombre de pièces mobiles est réduit, et leur mouvement très simple, ce qui permet de les alléger ;

— Dans le cas de la propulsion aéronautique, le fluide moteur peut être utilisé comme médium de propulsion lui-même. Il suffit de laisser l'air sortir de la turbine avec une pression résiduelle et de le laisser se détendre dans une tuyère. On obtient alors une poussée par réaction (égale au débit de masse multiplié par sa vitesse) : c'est le principe du turboréacteur.

Ainsi, ce type de machine est inégalable lorsque de grandes puissances sont requises avec contrainte d'espace ou de poids.

L'inconvénient majeur des turbomachines est que leur efficacité et réactivité chutent très rapidement à faible puissance. En effet, à charge partielle, le taux de compression et l'efficacité isentropique des turbines et compresseurs s'effondrent, pour des raisons qui relèvent de la mécanique des fluides. Les turbomachines sont donc exclusivement utilisées lorsque de hautes puissances sont requises de façon soutenue. Par exemple, le secteur automobile, où les variations de puissance sont nombreuses et doivent être actées instantanément, leur est – au grand dam des thermodynamicien/nes – inaccessible.

1. Les turbomachines sont souvent appelées « turbines à gaz », surtout en anglais où *gas turbine* dénote toute la machine et non seulement son composant.

10.5.2 Le cœur du moteur, ou le « générateur à gaz »

Le cœur de tout moteur à turbine, souvent appelé *générateur à gaz*, ne comporte qu'un arbre et qu'une seule turbine (figure 10.16). Cette section de machine n'a pas d'utilité en elle-même, mais l'air à sa sortie, dont la pression est plus haute que la pression d'entrée, peut être utilisé dans une multitude d'applications.

Dans cette configuration la turbine extrait exactement assez de puissance pour alimenter le compresseur. À sa sortie, l'air est encore comprimé et peut être exploité d'une multitude de façons.

10.5.3 Turboréacteur

Le *turboréacteur* (figure 10.17) est la première application qui ait été faite du moteur décrit plus haut. À la sortie de la turbine, l'air est détendu dans une tuyère, ce qui l'accélère et fournit une poussée nette. C'est le fluide moteur lui-même qui est utilisé pour générer la poussée.

Les turboréacteurs sont extrêmement compacts et utilisés principalement sur les appareils militaires.

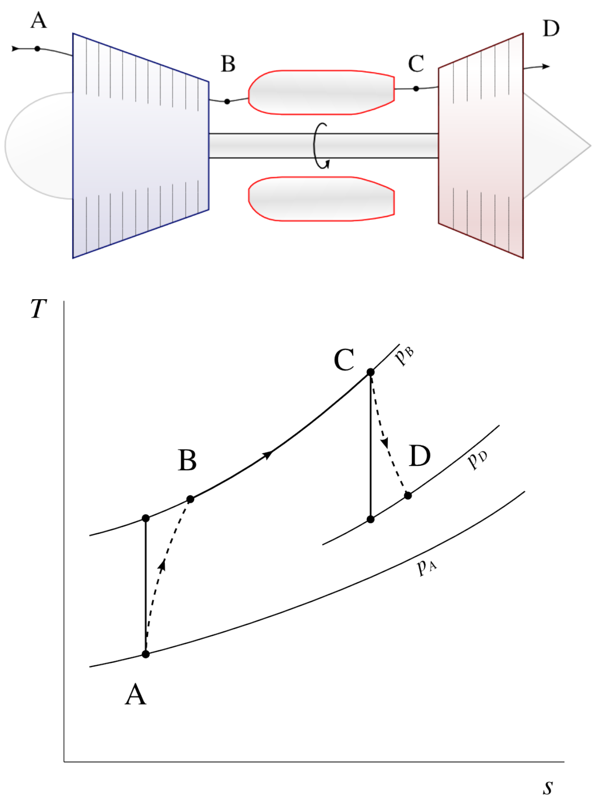


FIGURE 10.16 – Cœur de turbomachine, ou « générateur à gaz » (schéma de fonctionnement et diagramme température-entropie). Cette installation n'a pas d'intérêt en elle-même mais a de nombreuses applications dérivées. L'une d'elles est le *turbo*, pour lequel un moteur à pistons fait office de chambre de combustion, comme décrit en §10.3.5.

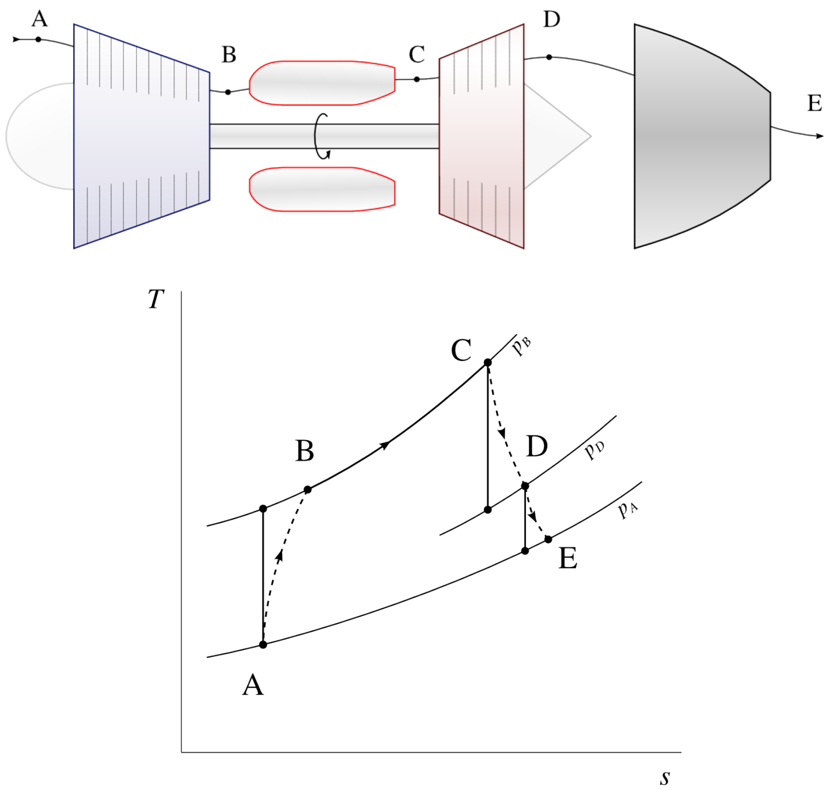


FIGURE 10.17 – Turboréacteur (schéma de principe et diagramme température-entropie). À la sortie de la turbine, l'air est encore pressurisé ; il est détendu dans une tuyère pour y être accéléré.

Schéma CC-BY-SA *Olivier Cleynen*
Diagramme CC-0 O.C.

10.5.4 Turbopropulseur et turbomoteur

Plutôt que d'utiliser une tuyère comme dans un turboréacteur, il est possible de poursuivre la détente dans la turbine jusqu'à la pression atmosphérique. La puissance fournie par la turbine est alors *supérieure* à la puissance consommée par le compresseur.

L'arbre moteur fournit alors du travail, que l'on peut utiliser pour alimenter une hélice propulsive (cas d'un *turbopropulseur*) ou un élément externe comme une génératrice ou une pompe (cas d'un *turbomoteur*), comme montré en figure 10.18. Le cycle de ces machines est parfois appelé *cycle de Brayton*.

L'alimentation d'une hélice de turbopropulseur, ou de la soufflante d'un turbofan, présente des avantages considérables en efficacité de propulsion que l'étudiant/e pourra étudier lors d'un cours de propulsion aéronautique. Les désavantages associés sont bien sûr l'encombrement et le poids : le diamètre des hélices et soufflantes dépasse souvent trois mètres et elles imposent de grandes contraintes structurelles et mécaniques sur le moteur.

Les turbomoteurs, quant à eux, ont de multiples applications (hélicoptères, navires militaires, générateurs électriques d'appoint, centrales génératrices à gaz…). Ils sont le plus souvent déclinés dans les variantes détaillées plus bas.

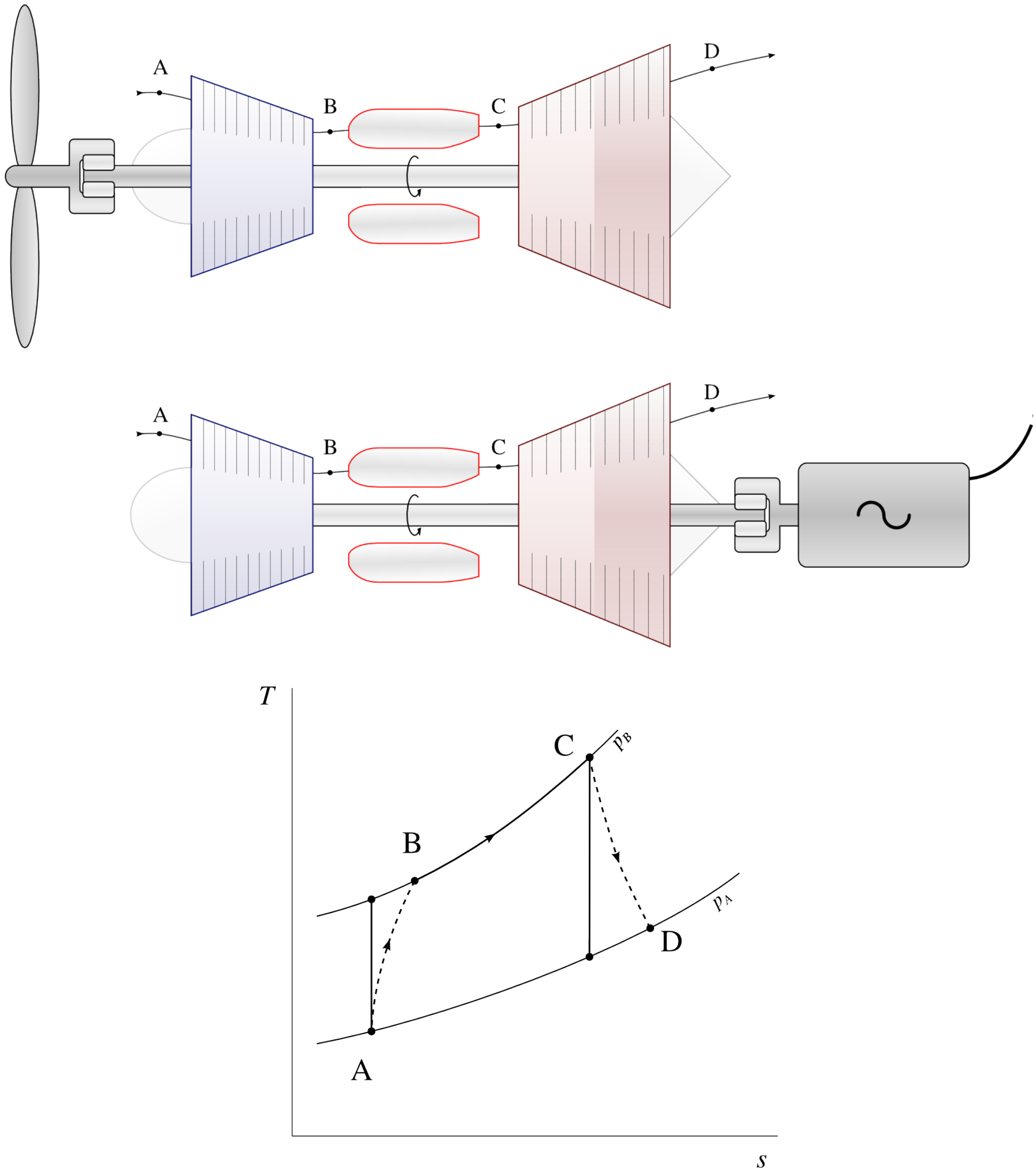


FIGURE 10.18 – Schémas de principe et diagramme température-entropie d'un turbopropulseur (haut) et d'un turbomoteur (bas). La puissance extraite de la turbine dépasse celle consommée par le compresseur et est utilisée pour alimenter l'hélice ou bien une génératrice.

10.5.5 Turbofan

D'un point de vue thermodynamique, un *turbofan*[1] (figure 10.19), est équivalent à un turbopropulseur caréné, c'est-à-dire autour duquel on aurait placé un fuselage (nommé carène).

1. Un turbofan est parfois nommé *turboréacteur à soufflante* ou *à double flux*.

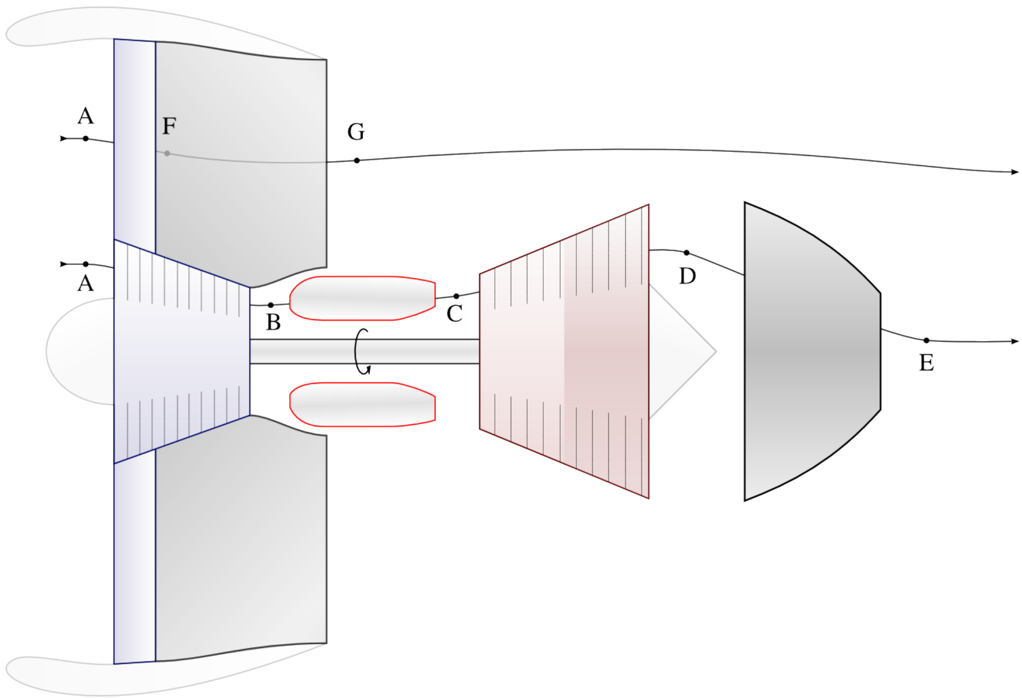


FIGURE 10.19 – Schéma de principe d'un turbofan. Le circuit central du moteur (A → *E*) alimente mécaniquement la soufflante, qui permet au circuit externe (A → *G*) de fournir la majorité de la poussée.

Il y a deux flux d'air séparés au sein d'un turbofan :

— le flux central, dit parfois « flux chaud », est le flux du moteur proprement dit. Après combustion, il traverse une turbine dont la puissance excède largement celle du compresseur. Cet excès de puissance est transmis à la soufflante ;

— le flux externe, dit parfois « flux froid », est faiblement compressé par la soufflante et directement détendu dans la tuyère qui englobe le corps chaud du moteur. Il n'est jamais chauffé.
C'est cet air « froid » qui fournit la plus grande part de la poussée. On montre que plus le rapport air froid / air chaud, (nommé *taux de dilution*) est grand, plus le moteur est efficace. Le taux de dilution des moteurs modernes avoisine 10.

10.5.6 Turbine libre et turbines multiples

En fonction des applications, plusieurs agencements de turbines et compresseurs peuvent être utilisés.

Avec une configuration à *turbine libre*, la puissance mécanique fournie par le moteur est transmise par une turbine dédiée (figure 10.20). Cela permet de maintenir chacun des deux axes à des vitesses différentes.

La vitesse de l'axe turbine/compresseur n'étant pas contrainte par la charge imposée à l'axe libre, il peut évoluer à des vitesses plus proches de son point optimum

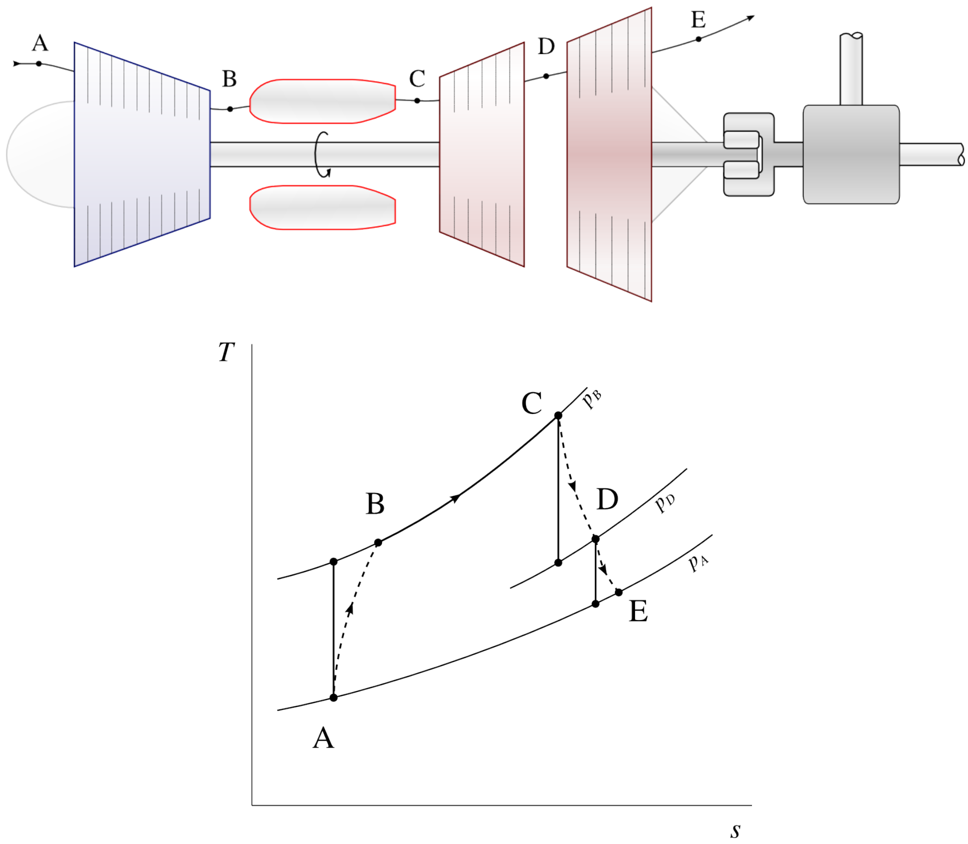


FIGURE 10.20 – Turbomoteur à turbine libre (schéma de principe et diagramme température-entropie). La puissance fournie par le moteur provient exclusivement de la turbine libre.

et accélérer plus aisément. Cet avantage compense la plus grande complexité mécanique de la configuration dans les applications telles que la motorisation des hélicoptères, où des variations importantes de puissance sont fréquemment demandées.

Avec une configuration à *axes multiples*, on divise compresseur et turbine en deux parties chacun, formant ainsi deux systèmes co-axiaux incorporés l'un dans l'autre (figure 10.21).

C'est la turbine haute pression qui alimente le compresseur haute pression (axe à grande vitesse), et la turbine basse pression qui alimente le compresseur basse pression (axe à faible vitesse).

L'objectif de l'agencement est le même que pour la turbine libre : permettre à chaque axe d'évoluer à sa vitesse propre. En effet, au fur et à mesure que la pression augmente dans le compresseur, la densité et la température augmentent. Cette configuration permet de faire évoluer les pales à plus grande vitesse et réduire ainsi leur taille.

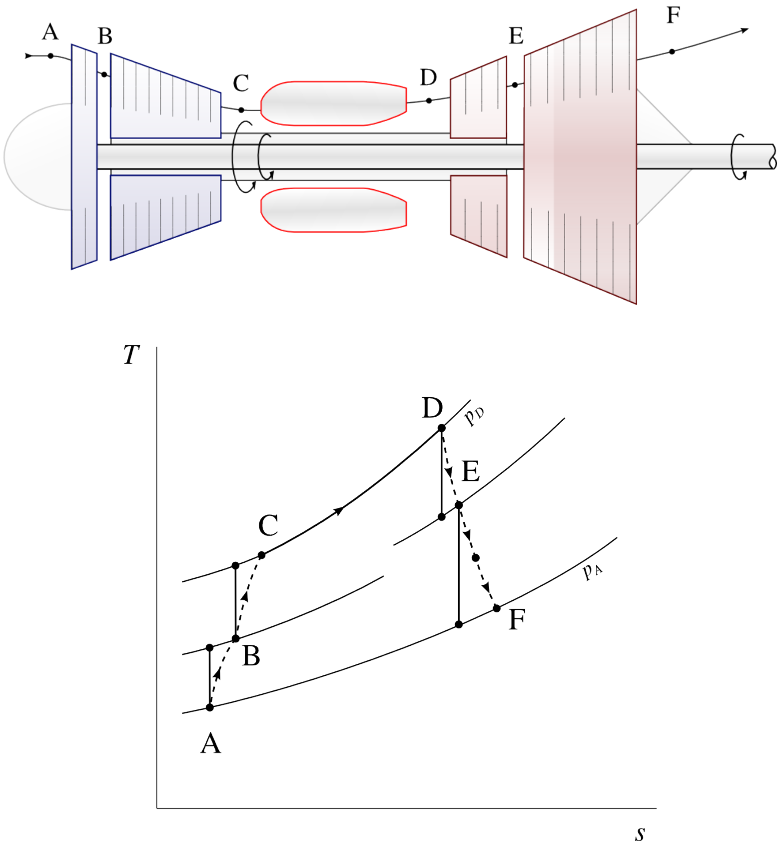


FIGURE 10.21 – Turbomoteur à axes multiples (schéma de principe et diagramme température-entropie). Chaque axe tourne à une vitesse différente.

10.6 Modification des cycles des turbomachines

10.6.1 Refroidissement intermédiaire et réchauffe

Pour les raisons évoquées en §10.2 plus haut, il est parfois souhaitable d'augmenter la marge de travail et la puissance spécifique, même au prix d'une baisse du rendement total.

Pour réduire la puissance consommée par le compresseur, on a parfois recours au *refroidissement intermédiaire* (ou *intercooling*). La compression est interrompue et l'air est refroidi avant de poursuivre la compression (figure 10.22).

La compression d'un gaz entre deux pressions données impose un *rapport* entre les températures initiale et finale (4/36). Par contre, la puissance demandée pour compresser un gaz entre ces deux pressions dépend de la *différence* entre ces deux températures (10/6). Ainsi, plus la température de départ est faible, plus la puissance nécessaire pour atteindre une pression donnée sera faible.

Dans la même optique, on peut augmenter la puissance spécifique fournie par la turbine en procédant au réchauffement des gaz avant la fin de la détente : c'est la

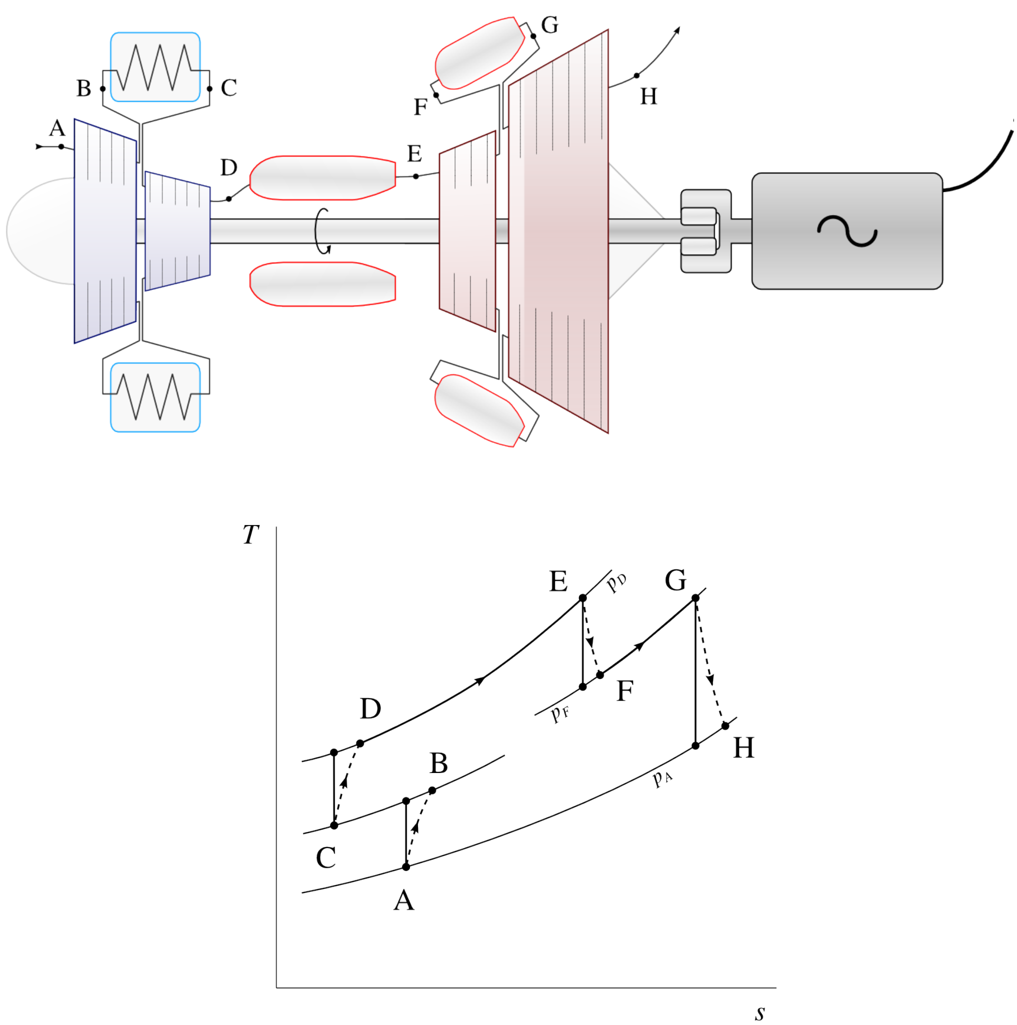


FIGURE 10.22 – Turbomoteur générateur avec refroidisseur et réchauffe (schéma de principe et diagramme température-entropie)
Le refroidisseur (« *intercooler* ») refroidit l'air au milieu de sa compression ; tandis que la deuxième chambre de combustion le réchauffe au milieu de la détente. Les deux modifications sont indépendantes l'une de l'autre et peuvent être installées séparément.

réchauffe. Le principe et le procédé sont identiques à la resurchauffe des centrales à vapeur (§9.4.4 p.267).

Il n'aura pas échappé à l'étudiant/e que le rendement est inévitablement réduit par l'utilisation du refroidissement intermédiaire. La chambre de combustion doit en effet fournir plus de chaleur, à température moyenne plus basse. Cette réduction du rendement fera l'objet d'un compromis avec la réduction de la taille du compresseur (usuellement la pièce la plus volumineuse d'un moteur) et l'augmentation de la puissance spécifique. Refroidissement intermédiaire et réchauffe sont caractéristiques des installations où le rapport puissance/encombrement doit être maximisé.

Pour réduire la perte de rendement dans les moteurs au sol, il est parfois possible de récupérer de la chaleur des gaz d'échappement pour réchauffer l'air à la sortie du

compresseur, et ainsi soulager la chambre de combustion à moindres frais énergétiques. L'échangeur de chaleur est parfois appelé *économiseur* (figure 10.23) ; il est laissé à l'étudiant/e le loisir de retracer le cycle suivi sur un diagramme température-entropie et de retrouver les conditions nécessaires à son fonctionnement.

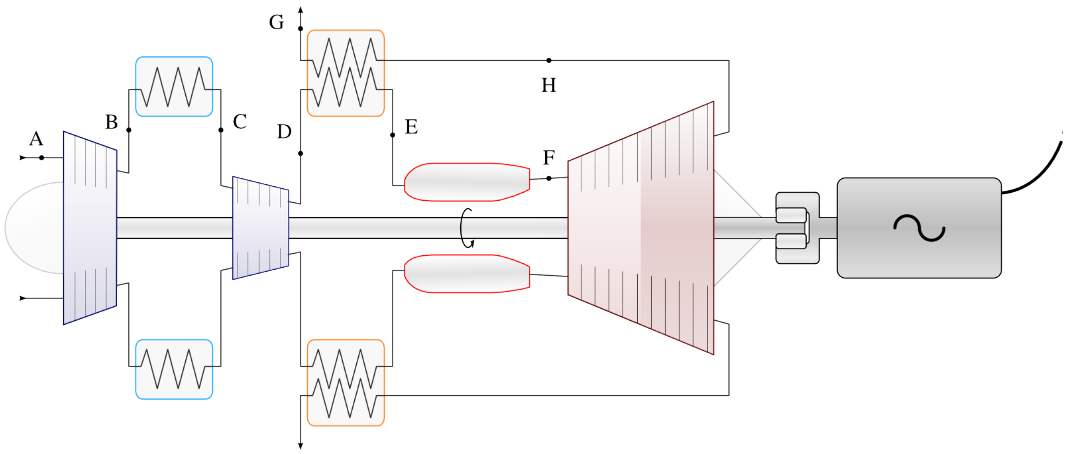


FIGURE 10.23 – Turbomoteur générateur avec refroidisseur et échangeur économiseur (schéma de principe). Les gaz d'échappement sont redirigés vers l'intérieur du moteur pour fournir de la chaleur aux gaz à l'entrée de la chambre de combustion. Il est laissé à l'étudiant/e le soin de déterminer les limites du procédé.

10.6.2 Postcombustion

La *postcombustion* est l'ajout d'une seconde phase de combustion dans un turboréacteur, après la turbine et avant l'entrée dans la tuyère (figure 10.24). Le principe est exactement le même que celui de la réchauffe : augmenter la poussée spécifique de la machine (au détriment de son rendement).

Tout comme la réchauffe, la postcombustion modifie les propriétés (le volume spécifique en particulier) de l'air et impose un redimensionnement des pièces en aval. La géométrie de la tuyère est ainsi modifiée en fonction de l'activation ou non de la postcombustion. L'ajout d'un système de postcombustion à un turboréacteur ne nécessite que l'installation de brûleurs ainsi que d'un système de variation de la géométrie sur la tuyère. L'augmentation du poids engendrée est faible au regard de l'augmentation de la puissance disponible.

La perte outrageante de rendement engendrée par l'utilisation de la postcombustion, ainsi que les niveaux fracassants de bruit et de pollution qu'elle engendre, la limitent au seul domaine militaire (sur les avions de combat en particulier).

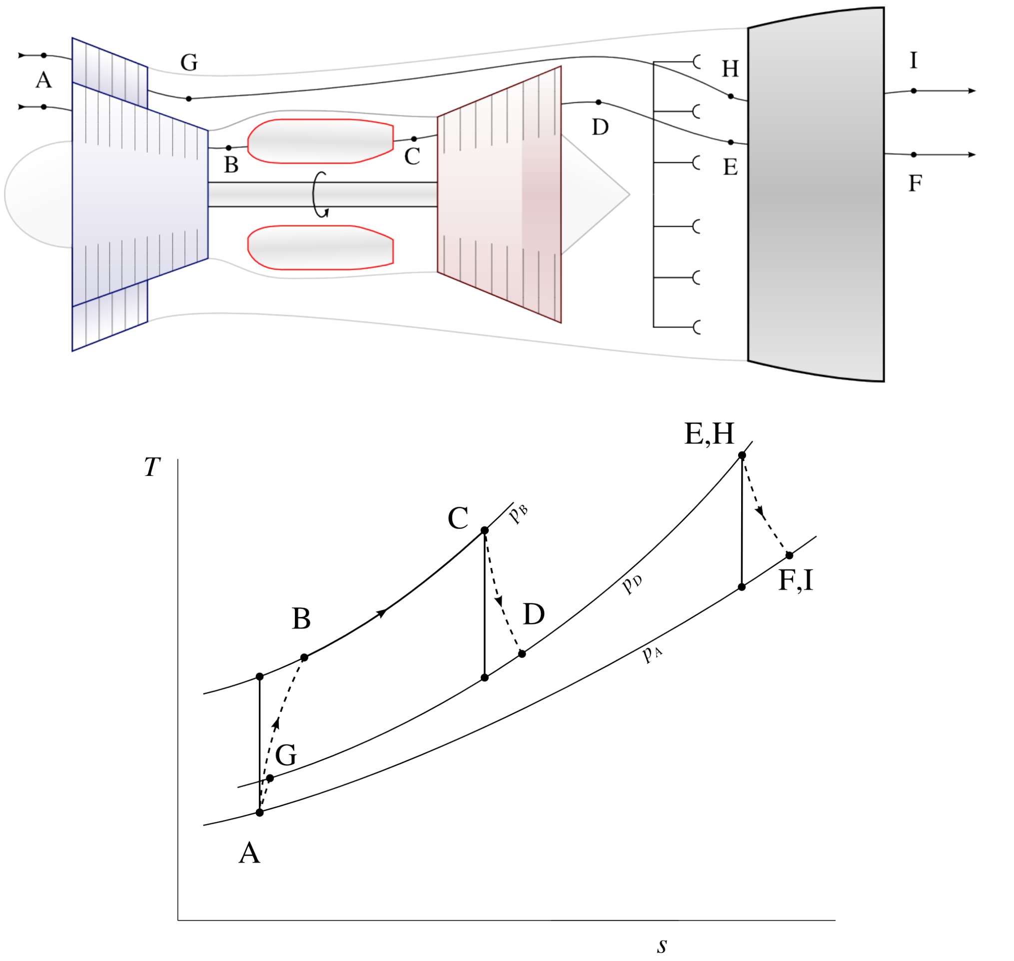


FIGURE 10.24 – Postcombustion sur un turboréacteur double-flux (schéma de principe et diagramme température-entropie). Les états E et H ne sont en pratique pas nécessairement confondus.

10.6.3 Refroidissement de la turbine

L'augmentation du rendement et de la puissance spécifique permise par l'augmentation des températures de combustion pousse les motoristes à développer toute une série de technologies pour maximiser la température en sortie de chambre de combustion (TET, pour *température d'entrée de turbine*).

Le principal stratagème employé est de refroidir la turbine avec de l'air prélevé dans le compresseur (figure 10.25). L'air prélevé est conduit au travers des pales mêmes de la turbine et permet d'élever la température de combustion sans risquer d'endommager les pales. Les systèmes de refroidissement les plus efficaces et les plus avancés enrobent *l'extérieur* des pales de turbine avec cet air prélevé dans compresseur. La température TET peut ainsi dépasser la température de fonte des pales de plus d'une centaine de degrés Celsius !

Un tel refroidissement de la turbine a un coût conséquent. D'une part, dans un moteur réel, la détente de l'air de refroidissement dans la turbine fournit moins d'énergie que n'en consomme sa compression dans le compresseur (dans le cas

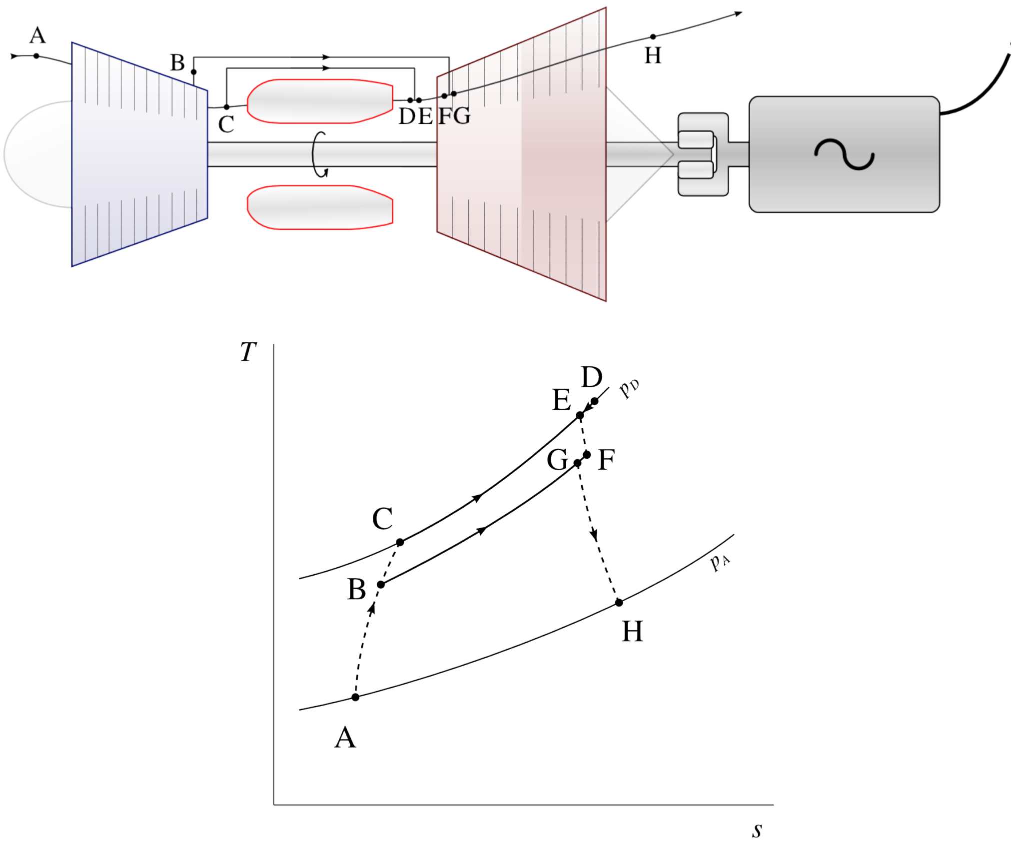


Figure 10.25 – Refroidissement de la turbine à l'aide d'air prélevé sur le compresseur (schéma de principe et diagramme température-entropie). Cet air, à température modérée, contourne la chambre de combustion et n'entre jamais en contact avec le carburant. Ici le moteur représenté est un turbomoteur, mais le refroidissement turbine est utilisable sur toute configuration.

limite où la compression et la détente sont isentropiques, ce coût énergétique est nul). La circulation de cet air représente donc une charge qui doit être compensée par l'augmentation de l'efficacité qu'elle engendre. D'autre part, le compresseur et la turbine doivent être surdimensionnés pour admettre un débit d'air plus grand.

Le refroidissement des turbines est un axe majeur de recherche en propulsion aéronautique. Il faut combiner de nombreux domaines technologiques (matériaux, mécanique des fluides, agencement mécanique, chimie de combustion) pour remplir ces objectifs de nature thermodynamique.

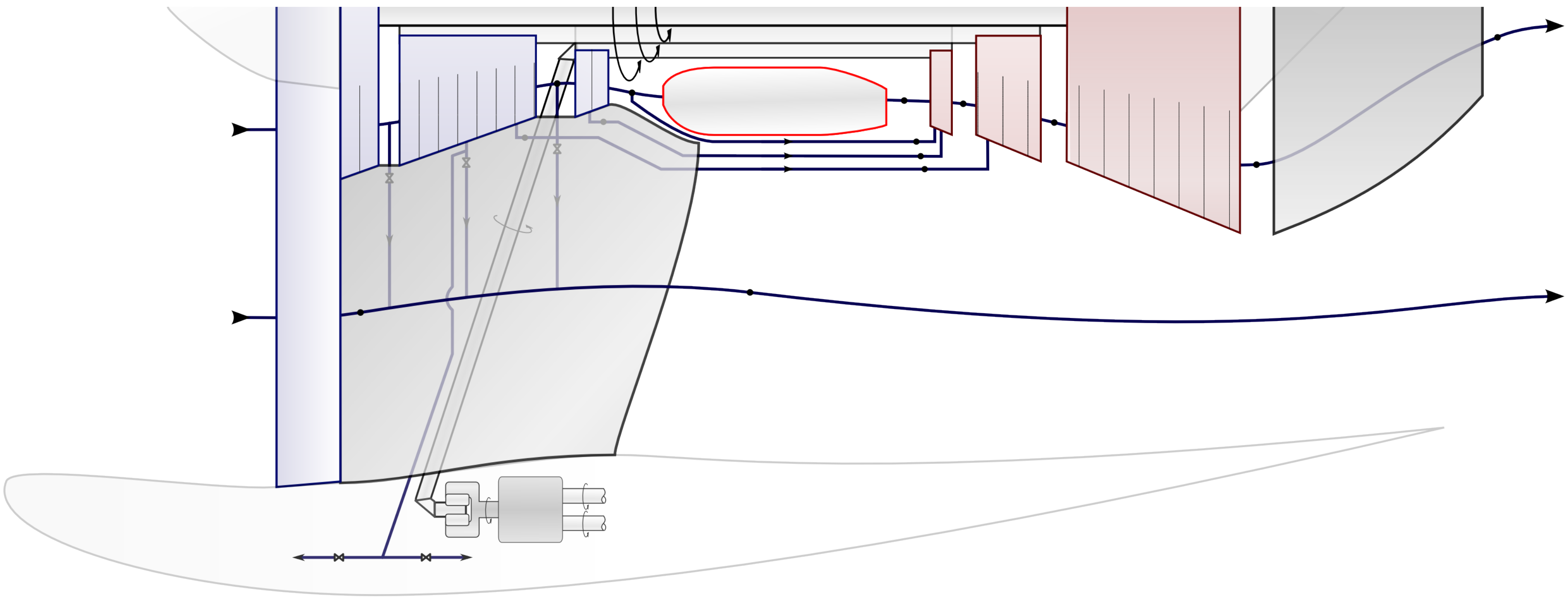


Figure 10.26 – Schéma du circuit thermodynamique d'un turbofan moderne. L'installation combine axes multiples, extractions de puissance mécanique et pneumatique, prélèvements de refroidissement turbine et deux flux d'air principaux (il est laissé encore une fois à l'étudiant/e le loisir de tracer le cycle sur un diagramme température-entropie). Sur les appareils bimoteurs qualifiés pour effectuer des vols ETOPS, chaque moteur doit pouvoir assurer seul le vol de l'appareil et l'alimentation de nombreux systèmes (pressurisation, dégivrage, chauffage, génération électrique et pneumatique) pendant plusieurs heures avec une fiabilité démontrée.

10.7 Un peu d'histoire : Le Napier Nomad

À la fin de la seconde guerre mondiale, le gouvernement britannique émet un appel d'offres pour le développement d'un moteur aéronautique de 6 000 ch à très haute efficacité, pour encourager le développement d'appareils militaires et civils. Le motoriste anglo-saxon *Napier & Son* engage alors des recherches qui donneront naissance à un engin curieux et édifiant : le *Napier Nomad*.

Construit à partir d'un moteur à douze cylindres Diesel à deux temps et injection directe, le *Nomad* est aussi doté de tous les éléments d'un turbopropulseur. Pour augmenter la pression et la température auxquelles se fait l'apport de chaleur, les deux ensembles sont montés *en série*, mais pour permettre une grande efficacité à tous les régimes, chacun entraîne l'une des deux hélices contra-rotatives (figures 10.27 et 10.28). Enfin, pour permettre d'atteindre de hautes puissances et d'augmenter la réactivité dans tout le domaine de vol, un système de refroidissement intermédiaire et une réchauffe sont mis en place. Le résultat : un époustouflant et rocambolesque assemblage mécano-thermique évoquant le fantasme débridé d'ingénieurs thermodynamiciens en quête d'efficacité.

Napier & Son rectifie rapidement le tir : le second prototype du moteur, le *Nomad II*, est grandement simplifié. Le refroidissement intermédiaire, la réchauffe et la surcompression centrifuge sont tous abandonnés (figure 10.29). Les deux grands ensembles mécaniques, l'un à pistons et l'autre à turbine, sont désormais reliés à la même hélice. Reste la connexion mécanique qui les relie : un ingénieux mais complexe réducteur mécanique et hydraulique à rapport continûment variable permet à chacun de fonctionner à sa vitesse optimale.

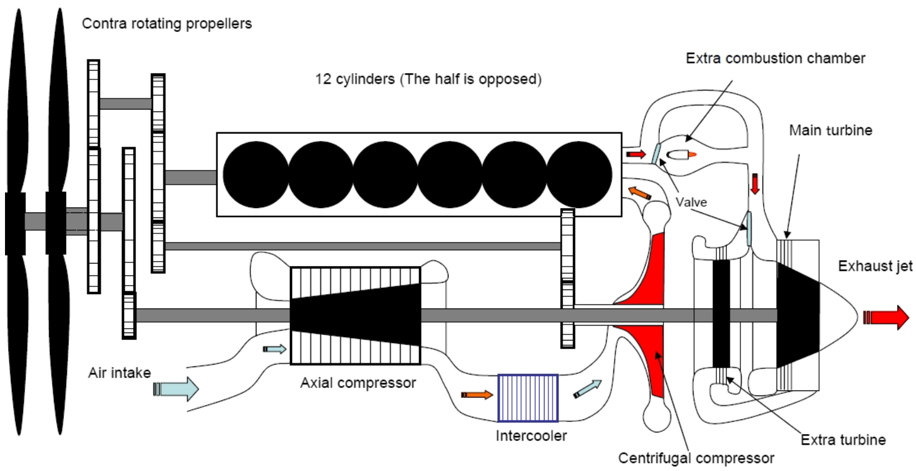


FIGURE 10.27 – Schéma de principe du circuit thermodynamique du *Napier Nomad I*. L'arbre de la turbomachine et celui du Diesel alimentent chacun une hélice. Pourtant, les deux ensembles sont montés en série : l'air circule d'abord dans les compresseurs, puis dans les cylindres, puis dans la ou les turbines. La puissance du moteur, comme c'est l'usage en 1950, est contrôlée avec une seule manette de commande mécanique !

Schéma par les utilisateurs·rices Commons Tataroko-common, Aaa3-other & Nimbus227 (domaine public)

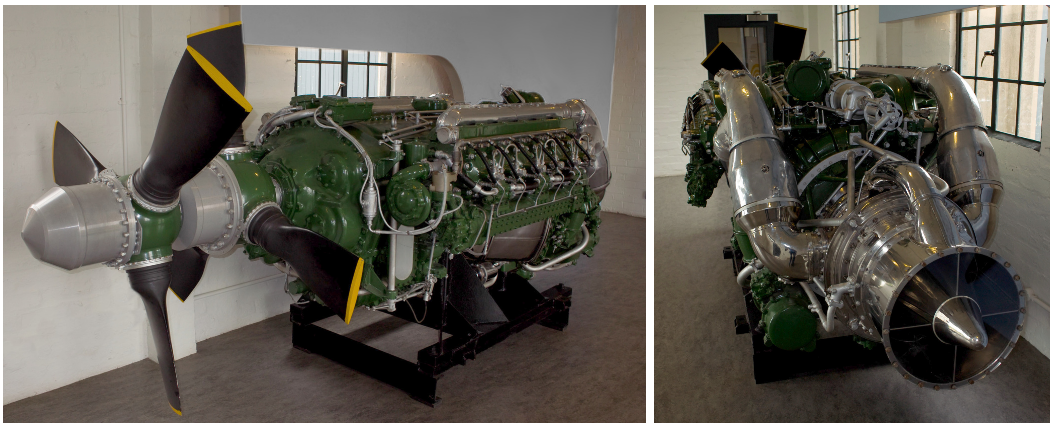


FIGURE 10.28 – Le prototype du *Napier Nomad I*. La cylindrée est de 40 L et le poids dépasse 2 tonnes.

Images retouchées à partir de photos (1 et 2) CC-BY-SA *par Nigel Ish*

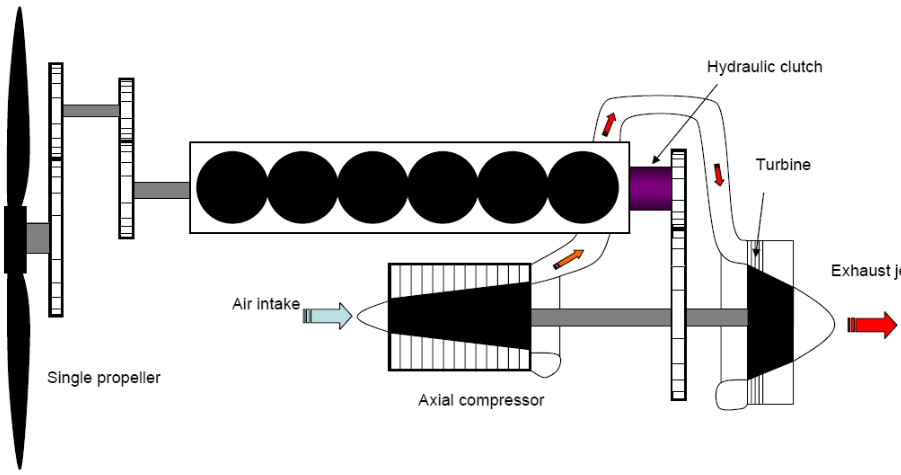


FIGURE 10.29 – Schéma de principe du circuit thermodynamique du *Napier Nomad II*. Un réducteur mécanique-hydraulique à rapport variable relie les deux ensembles, qui entraînent désormais la même hélice.

Schéma par les utilisateurs·rices Commons Tataroko-common, Aaa3-other & Nimbus227 (domaine public)

Dans une lumineuse publication de 1954 [28], les concepteurs du moteur font état d'une vision et d'une démarche de conception très claires. Selon eux, un simple moteur Diesel turbocompressé ne tire avantage de la turbocompression que sur une plage de puissances trop étroite — la puissance de la turbine est sinon soit excédentaire (et donc perdue), soit insuffisante pour alimenter le compresseur. Un agencement différent dans lequel l'hélice serait entraînée par la seule turbine (le Diesel assurant alors seulement la surcompression et l'apport de chaleur) serait bien trop peu efficace à basse puissance et userait inutilement le Diesel à haute puissance. Le simple turbopropulseur, incapable d'atteindre les hautes pressions et températures d'un Diesel, est quant à lui trop inefficace. Ne reste que l'agencement choisi : dans le *Diesel turbo-compound*, le moteur à cylindres et l'ensemble turbopropulsif sont tous deux contributeurs à tous les régimes, et toujours à leur vitesse optimale.

La performance du *Nomad II* est certes impressionnante — avec son rendement de 40 %, il consomme un tiers de moins que ses contemporains — mais l'échec commercial est cuisant : le projet est abandonné en 1955 sans avoir engendré une seule vente. La raison est double : d'une part le moteur est terriblement lourd (avec plus de 1 600 kg pour 2 MW, son rapport puissance/poids est trois fois plus faible que celui d'un turbopropulseur), ce qui annule une grande part des économies en carburant qu'il aurait pu engendrer. D'autre part, trop complexe pour un avion régional et bien trop lent pour l'aviation de ligne à réaction, il n'intéresse plus guère les avionneurs.

Le curieux procédé pensé par *Napier & Son* tombe dans l'obscurité mais, soixante ans plus tard, on assiste à son retour tonitruant dans les voitures de course. En 2014, la Fédération Internationale Automobile, organisatrice des grand-prix de Formule 1, veut faciliter la participation de nouvelles écuries en limitant leurs dépenses de développement, en augmentant les retombées technologiques applicables dans l'industrie, et en se trouvant une (fraîche) conscience écologique. Le règlement est ainsi modifié : la turbocompression est autorisée mais la consommation des voitures est limitée à 100 L/h ; et surtout, les motoristes peuvent se servir du turbo pour récupérer de l'énergie sous forme électrique et, à l'inverse, accélérer le turbo en y investissant en retour cette énergie (figure 10.30). Ainsi, l'efficacité du moteur (et donc, étant donnée la limite réglementaire de consommation, sa puissance) peut être augmentée à tous les régimes et sans sacrifier sa réactivité. Le système est poétiquement nommé MGU-H mais on pourrait bien dire que c'est la revanche inattendue du *turbo-compounding* anglo-saxon !

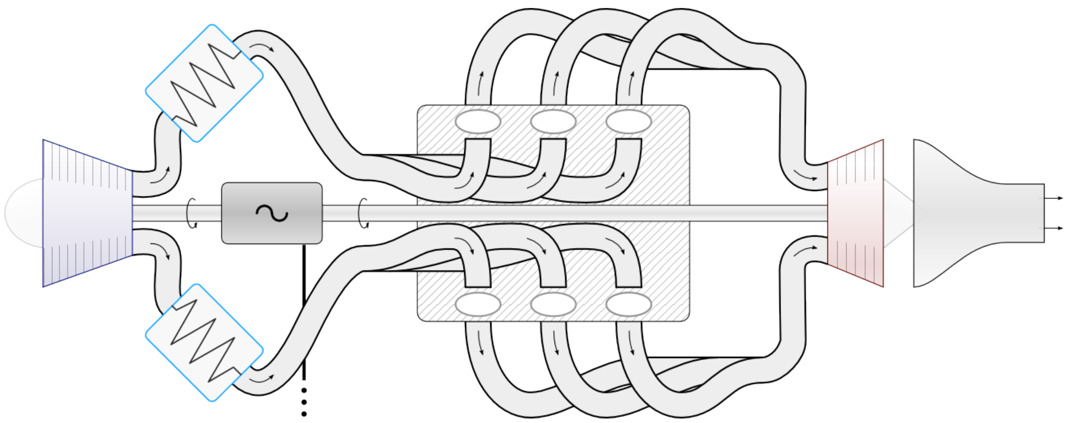


FIGURE 10.30 – Circuit thermodynamique de l'air d'un moteur de Formule 1 en 2014. L'arbre du turbocompresseur (à gauche) n'est relié ni à celui du moteur six-cylindres (bloc au centre), ni aux roues de la voiture. Toutefois, un moteur/générateur électrique (nommé MGU-H) permet d'en extraire ou d'y apporter de l'énergie électrique. Lors des phases à haute puissance, la puissance de la turbine (à droite) est excédentaire et elle peut être mise à profit pour charger les batteries embarquées ou entraîner les roues avec un moteur électrique. Lors des phases à basse puissance, la turbine est déficitaire et elle peut être entraînée par le générateur pour maintenir le taux de compression et augmenter la réactivité.

10.8 Exercices

L'air est modélisé comme un gaz parfait.

$c_{v(\text{air})} = 718\,\text{J}\,\text{kg}^{-1}\,\text{K}^{-1}$ $R_{\text{air}} = 287\,\text{J}\,\text{kg}^{-1}\,\text{K}^{-1}$

$c_{p(\text{air})} = 1\,005\,\text{J}\,\text{kg}^{-1}\,\text{K}^{-1}$ $\gamma_{\text{air}} = 1{,}4$

$c_{v(\text{gaz})} = 823\,\text{J}\,\text{kg}^{-1}\,\text{K}^{-1}$ $R_{\text{gaz}} = 327\,\text{J}\,\text{kg}^{-1}\,\text{K}^{-1}$

$c_{p(\text{gaz})} = 1\,150\,\text{J}\,\text{kg}^{-1}\,\text{K}^{-1}$ $\gamma_{\text{gaz}} = 1{,}333$

Nous admettons que pour une évolution adiabatique réversible (sans apport de chaleur et infiniment lente) les propriétés de l'air suivent les trois relations suivantes :

$$\left(\frac{T_1}{T_2}\right) = \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^{\gamma-1} \qquad (4/36)$$

$$\left(\frac{T_1}{T_2}\right) = \left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \qquad (4/37)$$

$$\left(\frac{p_1}{p_2}\right) = \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^{\gamma} \qquad (4/38)$$

E 10.1 Quelques questions de cours

1. Pourquoi les moteurs à pistons permettent-ils d'atteindre de plus grandes températures de combustion que les turbomachines ?
2. Quel avantage le cycle de Diesel présente-t-il sur le cycle d'Otto ?
3. Représentez le cycle suivi par l'air dans un turboréacteur simple flux monoturbine sur un diagramme pression-volume et sur un diagramme température-entropie, de façon qualitative.
4. Pourquoi utilise-t-on deux arbres moteur concentriques (et donc deux ensembles {compresseur + turbine}) dans certaines turbomachines ?
5. Représentez le cycle suivi par l'air dans un turbomoteur à refroidisseur intermédiaire et échangeur économiseur (figure 10.23) sur un diagramme température-entropie, de façon qualitative.

E 10.2 Moteur à essence

Nous nous proposons d'étudier le fonctionnement de principe du moteur à pistons/cylindres d'un avion de tourisme (figure 10.31). Le moteur est dit « à essence » et est basé sur le cycle théorique d'Otto.

— Au début du cycle, l'air est à 21 °C et 1 bar ;
— La chaleur spécifique fournie à chaque cycle pendant la croisière est de 500 kJ kg^{-1} ;
— Le taux de compression $\epsilon \equiv \frac{V_{\text{max.}}}{V_{\text{min.}}}$ est de 7.



Figure 10.31 – Moteur six cylindres essence à injection *Continental* IO-550 de 300 ch, en fabrication depuis 1983. Il équipe entre autres l'avion *Cirrus* SR22.
Cette photo montre la version turbocompressée du moteur, dont on aperçoit l'intercooler en haut à gauche.

Dans notre étude, nous considérons que la compression et la détente sont isentropiques et que l'apport et le rejet de chaleur se font à volume constant.

1. Tracez le cycle suivi sur un diagramme pression-volume ou température-entropie, de façon qualitative et en y représentant tous les transferts de chaleur et de travail.
2. Quelles sont les températures de l'air au début et à la fin de la combustion ?
3. Quelle est la quantité de chaleur rejetée lors du refroidissement ?
4. Quel est le rendement de ce cycle moteur théorique ?
5. En pratique, l'évolution de l'air sur le diagramme pression-volume est fort différente du cycle décrit par Otto. Proposez deux raisons expliquant cela.
6. On constate que lorsque l'appareil gagne de l'altitude, la puissance que le moteur peut fournir baisse très significativement. Quelle modification peut-on apporter au moteur pour compenser ce phénomène ?

E 10.3 Moteur Diesel

Un moteur à pistons-cylindres utilisé pour propulser un navire (figure 10.32) est suralimenté par un turbocompresseur qui augmente la pression et la température de l'air d'admission à partir d'énergie extraite des gaz d'échappement (le turbocompresseur est une pièce ne nécessitant aucun apport extérieur d'énergie sous forme de travail ou de chaleur, *cf.* §10.3.5 p.290). Le moteur a ainsi les caractéristiques de fonctionnement suivantes :

- l'air admis dans les cylindres est à 115 °C et 3 bar ;
- la chaleur spécifique fournie chaque cycle est de 1 250 kJ kg^{-1} ;
- le taux de compression $\epsilon \equiv \frac{V_{\text{max.}}}{V_{\text{min.}}}$ est de 17.

Nous considérons le cas de fonctionnement optimal, c'est à dire le suivi du cycle de Diesel, selon les caractéristiques suivantes :

- compression et détente isentropiques ;
- combustion à pression constante ;
- rejet de chaleur à volume constant.



FIGURE 10.32 – Moteurs Diesel six cylindres de 1 100 kW électrogène (gauche) et sept cylindres de 25 MW propulsif (droite) d'un pétrolier de 290 000 t.

1. Tracez le cycle thermodynamique suivi sur un diagramme pression-volume ou température-entropie, de façon qualitative et en y indiquant tous les transferts de chaleur et de travail.
2. Quelle est la température de l'air à la fin de la compression ?
3. Quelle est la température des gaz à la fin de la combustion ?
4. Quelle est la pression maximale atteinte dans le moteur ?
5. Quelle est la température à la fin de la détente ?
6. Quel est le rendement du moteur ?
7. Il est aisé de montrer qu'à taux de compression égal, un cycle Diesel est moins efficace qu'un cycle dit « à essence » (cycle d'Otto). Pourquoi est-il alors utilisé ?

E 10.4 Turbopropulseur

Un avion de ligne régional est motorisé par deux turbopropulseurs (figure 10.34). Dans chacun d'entre eux, une turbine unique alimente un compresseur axial, ainsi que l'hélice par l'intermédiaire d'un réducteur (figure 10.33).

Pendant la croisière, le débit d'air au sein du moteur est de 4,9 kg s^{-1}, et le circuit est le suivant :

- L'air à pression et température ambiantes (0,55 bar & −5 °C) est admis dans le compresseur ;
- Le compresseur porte l'air à pression de 7,6 bar avec une efficacité isentropique de 80 % ;
- L'air est ensuite chauffé dans la chambre de combustion jusqu'à 1 315 °C ;
- Les gaz de combustion sont ensuite détendus dans la turbine et rejetés dans l'atmosphère ; la turbine a une efficacité isentropique de 80 %.

La turbine alimente le compresseur (par l'intermédiaire d'un axe aux frottements négligeables) et l'hélice (par l'intermédiaire d'une boîte de transmission d'efficacité 83 %).

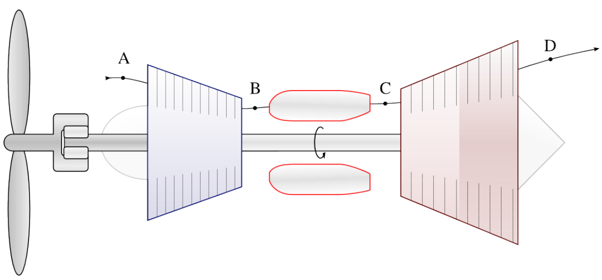


FIGURE 10.33 – Agencement interne de principe d'un turbopropulseur.

Nous souhaitons quantifier la puissance effectivement reçue par l'hélice au cours du vol.

1. Tracez le cycle suivi par l'air sur un diagramme température-entropie, de façon qualitative.
2. Quelle est la température de l'air à la sortie du compresseur ?
3. Quelle est la température des gaz à la sortie de la turbine ?
4. Quelle est la puissance fournie à l'hélice ?

Afin de procéder au dégivrage des ailes, on effectue un petit prélèvement de gaz au sein du compresseur. Le débit du prélèvement est de 0,1 kg s^{-1}, et la température de l'air est de 200 °C.

5. Proposez et quantifiez une modification à porter au fonctionnement du moteur pour qu'il puisse fournir la même puissance à l'hélice.



FIGURE 10.34 – Un turbopropulseur *Pratt & Whitney Canada* PWC123 équipant un *Bombardier* Dash 8. Le PWC123 est configuré avec trois ensembles tournants concentriques, dont l'arbre moteur alimenté par un turbine libre, mais son agencement de principe reste similaire à celui décrit en figure 10.33.

Photo moteur dérivée d'une photo CC-BY *par l'utilisateur·rice Flickr cliff1066 ; Photo avion* CC-BY-SA *par l'utilisateur·rice Flickr Björn*

E 10.5 Modification de turboréacteur

Un turboréacteur monoflux fonctionne avec un seul axe moteur (compresseur unique et turbine unique). Ses caractéristiques de fonctionnement sont les suivantes :

- Débit d'air : $4\,\text{kg s}^{-1}$
- Conditions atmosphériques : 283 K & 0,95 bar
- Rapport de pression $\frac{p_{\text{max.}}}{p_{\text{min.}}}$: 25
- Température maximale : 1 300 K
- Efficacité isentropique du compresseur et de la turbine : 85 %

On cherche à quantifier ses performances avant modification.

1. Représentez les composants du turboréacteur et le cycle thermodynamique suivi par l'air sur un diagramme température-entropie ou pression-volume.
2. Quelle est la pression disponible à la sortie de la turbine ?
3. Quelle serait la vitesse atteinte par les gaz en sortie de tuyère si la détente y était isentropique ?



FIGURE 10.35 – Un turboréacteur à simple flux et deux arbres *Pratt & Whitney* J52 (ou JT8A), construit en 4 500 exemplaires. Il équipe encore le EA-6B *Prowler*.

Photo 1 dérivée d'une photo CC-BY *par Greg Goebel*
Photo 2 par Sgt. G. Robinson, U.S. Navy (domaine public, recadrée)

L'équipe d'ingénieurs en charge de la conception des composants propose de modifier le moteur, en utilisant deux axes plutôt qu'un seul (figure 10.35). L'ensemble tournant le plus au centre du moteur pouvant évoluer à plus grande vitesse, l'efficacité isentropique des composants est augmentée :

- Efficacité isentropique du compresseur et de la turbine basse pression (axe BP) : 85 %
  (rapport des pressions : 2)
- Efficacité isentropique du compresseur et de la turbine haute pression (axe HP) : 90 %
  (rapport des pressions : 12,5)

Toutes les autres caractéristiques de fonctionnement du moteur restent inchangées.

4. Quelle est la nouvelle pression disponible à la sortie de la turbine ?
5. Quelle est la nouvelle vitesse théorique d'éjection des gaz ?

E 10.6 Turbomoteur à refroidissement intermédiaire

Vous êtes chargé/e par une petite entreprise de développer un moteur qui sera destiné à générer de l'électricité dans une usine. Il est décidé de baser le moteur sur un turboréacteur à soufflante issu d'un avion de ligne retiré du service : il s'agit d'un vénérable *General Electric* CF6 (figures 10.36 et 10.37).

Le turboréacteur possède deux axes concentriques :

- L'axe basse pression relie la soufflante, une section de compresseur appelée *booster* et la turbine basse pression ;
- L'axe haute pression relie le reste du compresseur et la turbine haute pression.

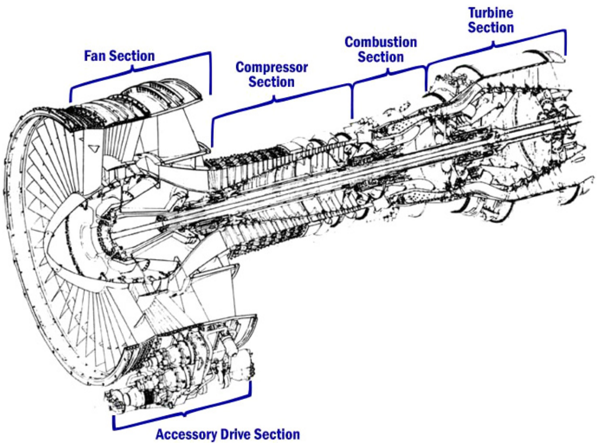


FIGURE 10.36 – Schéma de coupe d'un *General Electric* CF6-6. Le moteur a propulsé toutes les grandes familles d'appareils long-courrier des années 70 et 80.

Schéma domaine public U.S. FAA

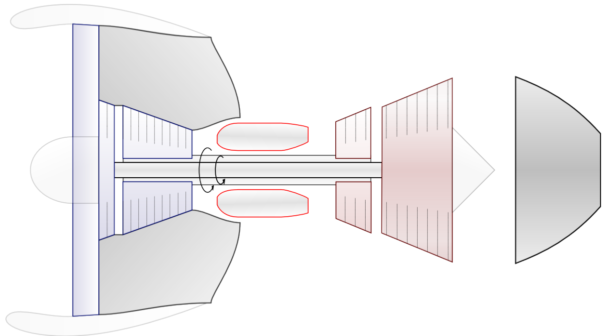


FIGURE 10.37 – Schéma de principe de l'agencement du *General Electric* CF6.

Schéma CC-BY-SA *Olivier Cleynen*

Le turboréacteur a les propriétés suivantes :

Rapport maximal des pressions :	29,3
Rapport des pressions du booster :	1,2
Rapport des pressions de la soufflante :	1,2
Température maximale :	1 300 °C
Efficacité isentropique des compresseurs :	85 %
Efficacité isentropique des turbines :	85 %
Pression de rejet des gaz dans l'atmosphère :	1,1 bar

Pour transformer le turboréacteur en turbomoteur, vous faites retirer la nacelle et la soufflante, et vous faites connecter mécaniquement l'axe basse pression à la génératrice (figure 10.38). Le turbomoteur est mis en route aux conditions atmosphériques de 1 bar et 18 °C. À plein régime, il utilise un débit d'air de 80 $\mathrm{kg\,s^{-1}}$.

1. Représentez le cycle thermodynamique suivi par l'air sur un diagramme pression-volume, de façon qualitative.
2. Quelle est la puissance mécanique développée par la machine ?
3. Quelle est sa marge de travail ?
4. Quelle est son efficacité ?

L'entreprise cliente réceptionne votre moteur mais souhaite augmenter la puissance qu'il développe. Le moteur fonctionnant déjà à pleine capacité, vous n'êtes en mesure d'augmenter ni le débit d'air, ni la température de combustion.

Pour pouvoir augmenter la puissance, vous installez un système d'intercooling (figure 10.38). La compression de l'air est interrompue à pression de 7 bar ; l'air est conduit dans un grand échangeur de chaleur où il est refroidi à pression constante. Lorsque sa température est redescendue à 40 °C, on reprend sa compression dans le compresseur, qui n'a pas été modifié.

5. Représentez qualitativement le nouveau cycle thermodynamique sur le diagramme pression-volume plus haut.
6. De combien augmente la puissance mécanique développée par la machine ?
7. Quelle est la nouvelle marge de travail ?
8. Quelle est la nouvelle efficacité ?

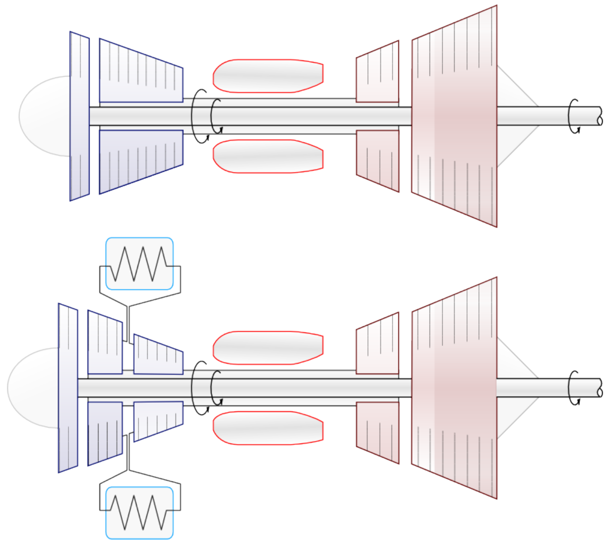
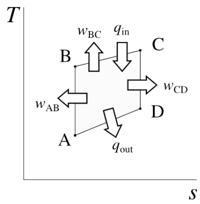


FIGURE 10.38 – En haut : schéma de principe d'un turbomoteur basé sur le CF6 dont on a supprimé la soufflante. En bas : le même turbomoteur modifié par l'ajout d'un système de refroidissement intermédiaire (intercooler).

Résultats

E 10.2 1) Voir figure 10.3 p.287 ; 2) $T_B = T_A \left(\frac{v_A}{v_B}\right)^{\gamma_{air}-1} = 640{,}6\,K = 367{,}5\,°C$ (4/36) et $T_C = \frac{q_{combustion}}{c_{v(gaz)}} + \frac{c_{v(air)}}{c_{v(gaz)}} T_B = 1\,166{,}3\,K = 893{,}3\,°C$; 3) $T_D = 610{,}16\,K = 337\,°C$ (4/36) ainsi $q_{D\to A} = c_{v(gaz)}(T_D - T_A) = -260{,}1\,kJ\,kg^{-1}$; 4) $\eta_{moteur} = \frac{q_{net}}{q_{in}} = 47{,}99\,\%$ (valeur purement théorique, car compressions et détentes réversibles : en pratique, viser plutôt 35 %) ;

5) Voir §10.3.4 p.289 ; 6) La puissance diminue car la masse volumique de l'air atmosphérique diminue avec l'altitude. Pour augmenter $\dot{m}_{air}$ on peut par exemple installer un système de turbocompression (cf. §10.3.5 p.290) comme représenté en figure 10.31.



E 10.3 2) $T_B = 1\,205{,}5\,K = 932{,}4\,°C$ (4/36) ;

3) $T_C = \frac{q_{combustion}}{c_{p(gaz)}} + \frac{c_{p(air)}}{c_{p(gaz)}} T_B = 1\,984{,}7\,K = 1\,711{,}6\,°C$; 4) $p_C = p_B = 158{,}4\,bar$;

5) Avec l'équation 4/36, $\frac{T_D}{T_C} = \left(\frac{v_D}{v_C}\right)^{\gamma_{gaz}-1} = \left(\frac{v_A}{v_B}\frac{v_B}{v_C}\right)^{\gamma_{gaz}-1} = \left[\epsilon \frac{R_{air}}{R_{gaz}} \frac{T_B}{T_C}\right]^{\gamma_{gaz}-1}$ Ainsi $T_D = 952{,}7\,K = 679{,}5\,K$ (attention ces gaz doivent encore alimenter la turbine du turbo avant d'être éjectés dans l'atmosphère).

6) $\eta_{moteur} = \frac{q_{net}}{q_{in}} = 48{,}06\,\%$ (valeur proche de la réalité car ces moteurs sont très lents et la combustion peut être faite à plus haute température encore) ; 7) Voir les sections §10.3.3 p.288 et §10.3.4 p.289.

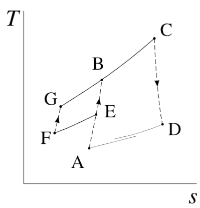
E 10.4 1) Voir figure 10.18 p.303 ; 2) $T_B = 6\,442{,}8\,K = 369{,}6\,°C$ (4/37 & 10/6) ;

3) $T_D = 976{,}9\,K = 703{,}8\,°C$ (4/37 & 10/8) ; 4) $\dot{W}_{hélices} = -\dot{m}\ \eta_{transmission}\ (w_{turbine} + w_{compresseur}) = +1{,}517\,MW$ (avec une efficacité thermique avant transmission de 27,6 %, valeur un peu plus faible que la réalité) ; 5) Une possibilité : augmenter $\dot{m}_{air\ moteur}$ sans modifier les températures. Alors, $\dot{m}_{entrée\ moteur\ 2} = 5{,}774\,kg\,s^{-1}$ ($+0{,}174\,kg\,s^{-1}$).

E 10.5 1) Voir figure 10.17 p.302 ; 2) $T_B = 785{,}2\,K$, ainsi $T_D = 861{,}1\,K$ et $T_{D'} = 783{,}6\,K$: $p_D = 3{,}13\,bar$; 3) En négligeant C_D et avec une détente complète et réversible, $C_E = 714{,}3\,m\,s^{-1}$ (les remarques faites en exemple 10.2 p.299 s'appliquent ici) ;

4) La température en début de combustion descend à $T_3 = 774{,}2\,K$, la température en sortie de turbine est $T_6 = 870{,}7\,K$, et ainsi la pression en entrée de tuyère monte à $p_6 = 4{,}684\,bar$;

5) Gare aux tympans : $C_7 = 811{,}3\,m\,s^{-1}$ (les mêmes remarques s'appliquent ici).



E 10.6 2) $\dot{W}_{net} = \dot{m}\ c_{p(gaz)}\ (T_D - T_C) + c_{p(air)}\ (T_B - T_A) = -3{,}536\,MW$ (environ 3 400 ch, pas trop mal pour une machine dont la première mise en route remonte à 1971… même après 15 années de service accroché sous une aile un CF6 se vend encore plusieurs millions d'euros) ; 3) $M_{w1} = 38{,}2\,\%$;

4) $\eta_1 = 31{,}49\,\%$; 6) $\dot{W}_{net2} = -3{,}325\,MW$, soit une augmentation remarquable de 31 % ; 7) $M_{w1} = 50\,\%$, soit une augmentation de +11,8 pt ;

8) La puissance augmente de $98{,}8\,kJ\,kg^{-1}$, tandis que la consommation augmente elle de $332{,}6\,kJ\,kg^{-1}$, soit un rendement marginal de 29,7 %. L'efficacité globale diminue jusqu'à $\eta_2 = 31{,}04\,\%$, soit −0,5 pt seulement… un compromis intéressant !

A1 Abaques de vapeur

Les données suivantes présentent les propriétés de l'eau pure sur une large plage de propriétés. Elles sont calculées à partir du modèle NIST-IAPWS 1995.

L'énergie interne spécifique u et l'entropie spécifique s sont arbitrairement posées comme nulles au point triple de l'eau.

Ces abaques sont réutilisables sans aucune restriction :

— Les données ont été produites par le *National Institute of Standards and Technology* des USA et sont placées dans le domaine public;

— La sélection des données et la mise en page, réalisées par Olivier Cleynen, sont placées sous licence CC-0.

Ces abaques sont téléchargeables au format A4 à l'URL :

http://thermodynamique.ninja/abaques.pdf

Abaque n°1 : Propriétés de l’eau pure (liquide comprimé et vapeur sèche)

$\frac{m^3}{kg}$	$\frac{kJ}{kg}$	$\frac{kJ}{kg}$	$\frac{kJ}{kg\,K}$	°C	$\frac{m^3}{kg}$	$\frac{kJ}{kg}$	$\frac{kJ}{kg}$	$\frac{kJ}{kg\,K}$	°C	$\frac{m^3}{kg}$	$\frac{kJ}{kg}$	$\frac{kJ}{kg}$	$\frac{kJ}{kg\,K}$
v	u	h	s	T	v	u	h	s	T	v	u	h	s
$p = 0{,}01$ MPa ($T_{sat} = 45{,}806$ °C)					$p = 0{,}05$ MPa ($T_{sat} = 81{,}317$ °C)					$p = 0{,}10$ MPa ($T_{sat} = 99{,}606$ °C)			
0,001	42	42	0,1511	10	0,001	42	42,1	0,1511	10	0,001	42	42,1	0,1511
0,001002	83,9	83,9	0,2965	20	0,001002	83,9	84	0,2965	20	0,001002	83,9	84	0,2965
14,867	2 443,3	2 592	8,1741	50	0,001012	209,3	209,4	0,7038	50	0,001012	209,3	209,4	0,7038
17,196	2 515,5	2 687,5	8,4489	100	3,4187	2 511,5	2 682,4	7,6953	100	1,6959	2 506,2	2 675,8	7,361
21,826	2 661,3	2 879,6	8,9049	200	4,3562	2 660	2 877,8	8,1592	200	2,1724	2 658,3	2 875,5	7,8356
26,446	2 812,2	3 076,7	9,2827	300	5,284	2 811,6	3 075,8	8,5386	300	2,6388	2 810,6	3 074,5	8,2172
35,68	3 132,9	3 489,7	9,8998	500	7,1338	3 132,6	3 489,3	9,1566	500	3,5655	3 132,2	3 488,7	8,8361
40,296	3 303,3	3 706,3	10,163	600	8,0576	3 303,1	3 706	9,4201	600	4,0279	3 302,8	3 705,6	9,0998
44,911	3 480,8	3 929,9	10,406	700	8,9812	3 480,6	3 929,7	9,6625	700	4,49	3 480,4	3 929,4	9,3424
49,527	3 665,3	4 160,6	10,631	800	9,9047	3 665,2	4 160,4	9,8882	800	4,9519	3 665	4 160,2	9,5681
54,142	3 856,9	4 398,3	10,843	900	10,828	3 856,8	4 398,2	10,1	900	5,4137	3 856,6	4 398	9,78
58,758	4 055,2	4 642,8	11,043	1 000	11,751	4 055,2	4 642,7	10,3	1 000	5,8754	4 055,1	4 642,6	9,98
63,373	4 260	4 893,7	11,233	1 100	12,674	4 260	4 893,7	10,49	1 100	6,3371	4 259,8	4 893,5	10,17
67,988	4 470,8	5 150,7	11,413	1 200	13,598	4 470,8	5 150,7	10,67	1 200	6,7988	4 470,7	5 150,6	10,35
81,834	5 135,7	5 954	11,909	1 500	16,367	5 135,6	5 953,9	11,166	1 500	8,1836	5 135,5	5 953,9	10,846
104,91	6 327,9	7 377	12,615	2 000	20,982	6 327,9	7 377	11,872	2 000	10,491	6 327,9	7 377	11,552
$p = 0{,}20$ MPa ($T_{sat} = 120{,}210$ °C)					$p = 0{,}40$ MPa ($T_{sat} = 143{,}608$ °C)					$p = 0{,}60$ MPa ($T_{sat} = 158{,}826$ °C)			
0,001	42	42,2	0,1511	10	0,001	42	42,4	0,1511	10	0,001	42	42,6	0,151
0,001002	83,9	84,1	0,2964	20	0,001002	83,9	84,3	0,2964	20	0,001002	83,9	84,5	0,2964
0,001012	209,3	209,5	0,7037	50	0,001012	209,3	209,7	0,7036	50	0,001012	209,2	209,9	0,7035
0,001043	419	419,2	1,3071	100	0,001043	419	419,4	1,307	100	0,001043	418,9	419,5	1,3068
1,0805	2 654,6	2 870,7	7,5081	200	0,53433	2 647,2	2 860,9	7,1723	200	0,35212	2 639,3	2 850,6	6,9683
1,3162	2 808,9	3 072,1	7,8941	300	0,65489	2 805,1	3 067,1	7,5677	300	0,43442	2 801,3	3 062	7,374
1,7814	3 131,4	3 487,7	8,5152	500	0,88936	3 129,8	3 485,5	8,1933	500	0,592	3 128,2	3 483,4	8,0041
2,013	3 302,2	3 704,8	8,7792	600	1,0056	3 301	3 703,2	8,458	600	0,66976	3 299,8	3 701,7	8,2695
2,2443	3 479,9	3 928,8	9,022	700	1,1215	3 479	3 927,6	8,7012	700	0,74725	3 478,1	3 926,4	8,5131
2,4755	3 664,7	4 159,8	9,2479	800	1,2373	3 663,9	4 158,8	8,9273	800	0,82457	3 663,2	4 157,9	8,7395
2,7066	3 856,3	4 397,6	9,4598	900	1,353	3 855,7	4 396,9	9,1394	900	0,90178	3 855,1	4 396,2	8,9518
2,9375	4 054,8	4 642,3	9,6599	1 000	1,4686	4 054,3	4 641,7	9,3396	1 000	0,97893	4 053,7	4 641,1	9,1521
3,1685	4 259,6	4 893,3	9,8497	1 100	1,5841	4 259,2	4 892,8	9,5295	1 100	1,056	4 258,8	4 892,4	9,342
3,3994	4 470,5	5 150,4	10,03	1 200	1,6997	4 470,1	5 150	9,7102	1 200	1,1331	4 469,7	5 149,6	9,5228
4,0919	5 135,4	5 953,8	10,526	1 500	2,0461	5 135,2	5 953,6	10,206	1 500	1,3641	5 134,9	5 953,4	10,019
5,246	6 327,7	7 376,9	11,232	2 000	2,6232	6 327,6	7 376,9	10,912	2 000	1,749	6 327,4	7 376,8	10,725
$p = 0{,}80$ MPa ($T_{sat} = 170{,}406$ °C)					$p = 1{,}0$ MPa ($T_{sat} = 179{,}878$ °C)					$p = 1{,}2$ MPa ($T_{sat} = 187{,}957$ °C)			
0,001	42	42,8	0,151	10	0,001	42	43	0,151	10	0,001	42	43,2	0,151
0,001001	83,9	84,7	0,2963	20	0,001001	83,8	84,9	0,2963	20	0,001001	83,8	85	0,2962
0,001012	209,2	210	0,7034	50	0,001012	209,2	210,2	0,7034	50	0,001012	209,2	210,4	0,7033
0,001043	418,9	419,7	1,3067	100	0,001043	418,8	419,8	1,3065	100	0,001043	418,7	420	1,3064
0,26088	2 631	2 839,7	6,8176	200	0,20602	2 622,3	2 828,3	6,6955	200	0,16934	2 612,9	2 816,1	6,5909
0,32416	2 797,6	3 056,9	7,2345	300	0,25799	2 793,6	3 051,6	7,1246	300	0,21386	2 789,7	3 046,3	7,0335
0,44332	3 126,6	3 481,3	7,8692	500	0,35411	3 125	3 479,1	7,7641	500	0,29464	3 123,3	3 476,9	7,6779
0,50185	3 298,6	3 700,1	8,1354	600	0,40111	3 297,5	3 698,6	8,031	600	0,33394	3 296,3	3 697	7,9455
0,56011	3 477,2	3 925,3	8,3794	700	0,44783	3 476,3	3 924,1	8,2755	700	0,37297	3 475,3	3 922,9	8,1904
0,6182	3 662,4	4 157	8,6061	800	0,49438	3 661,7	4 156,1	8,5024	800	0,41184	3 661	4 155,2	8,4176
0,67619	3 854,5	4 395,5	8,8185	900	0,54083	3 854	4 394,8	8,715	900	0,45059	3 853,3	4 394	8,6303
0,73411	4 053,2	4 640,5	9,0189	1 000	0,58721	4 052,7	4 639,9	8,9155	1 000	0,48928	4 052,3	4 639,4	8,831
0,79197	4 258,3	4 891,9	9,2089	1 100	0,63354	4 257,9	4 891,4	9,1056	1 100	0,52792	4 257,5	4 891	9,0212
0,8498	4 469,4	5 149,2	9,3898	1 200	0,67983	4 469,1	5 148,9	9,2866	1 200	0,56652	4 468,7	5 148,5	9,2022
1,0232	5 134,6	5 953,2	9,8861	1 500	0,81857	5 134,4	5 953	9,783	1 500	0,68218	5 134,2	5 952,8	9,6987
1,3118	6 327,4	7 376,8	10,592	2 000	1,0496	6 327,2	7 376,8	10,489	2 000	0,87471	6 327	7 376,7	10,405

…

Abaque n°1 (suite)

v	u	h	s	T	v	u	h	s	T	v	u	h	s
p = 1,4 MPa (T_{sat} = 195,039 °C)					p = 1,6 MPa (T_{sat} = 201,370 °C)					p = 1,8 MPa (T_{sat} = 207,112 °C)			
0,001	42	43,4	0,151	10	0,001	42	43,6	0,1509	10	0,000999	42	43,8	0,1509
0,001001	83,8	85,2	0,2962	20	0,001001	83,8	85,4	0,2962	20	0,001001	83,8	85,6	0,2961
0,001012	209,1	210,5	0,7032	50	0,001011	209,1	210,7	0,7031	50	0,001011	209,1	210,9	0,703
0,001043	418,7	420,1	1,3062	100	0,001043	418,6	420,3	1,306	100	0,001043	418,6	420,4	1,3059
0,14303	2 602,8	2 803	6,4975	200	0,001156	850,4	852,3	2,3305	200	0,001156	850,3	852,4	2,3301
0,18232	2 785,7	3 040,9	6,9552	300	0,15866	2 781,5	3 035,4	6,8863	300	0,14025	2 777,5	3 029,9	6,8246
0,25216	3 121,8	3 474,8	7,6047	500	0,22029	3 120,1	3 472,6	7,5409	500	0,19551	3 118,5	3 470,4	7,4845
0,28597	3 295	3 695,4	7,873	600	0,24999	3 293,9	3 693,9	7,81	600	0,222	3 292,7	3 692,3	7,7543
0,31951	3 474,4	3 921,7	8,1183	700	0,2794	3 473,5	3 920,5	8,0557	700	0,24821	3 472,6	3 919,4	8,0004
0,35287	3 660,3	4 154,3	8,3457	800	0,30865	3 659,5	4 153,3	8,2834	800	0,27426	3 658,7	4 152,4	8,2284
0,38614	3 852,7	4 393,3	8,5587	900	0,3378	3 852,1	4 392,6	8,4965	900	0,3002	3 851,5	4 391,9	8,4416
0,41933	4 051,7	4 638,8	8,7594	1 000	0,36687	4 051,2	4 638,2	8,6974	1 000	0,32606	4 050,7	4 637,6	8,6426
0,45247	4 257	4 890,5	8,9497	1 100	0,39589	4 256,6	4 890	8,8878	1 100	0,35188	4 256,1	4 889,5	8,8331
0,48558	4 468,3	5 148,1	9,1308	1 200	0,42487	4 467,9	5 147,7	9,0689	1 200	0,37766	4 467,5	5 147,3	9,0143
0,58476	5 133,9	5 952,6	9,6274	1 500	0,51169	5 133,7	5 952,4	9,5656	1 500	0,45486	5 133,4	5 952,1	9,5111
0,74982	6 327	7 376,7	10,334	2 000	0,65615	6 326,8	7 376,6	10,272	2 000	0,5833	6 326,7	7 376,6	10,218
p = 2,0 MPa (T_{sat} = 212,377 °C)					p = 2,5 MPa (T_{sat} = 223,950 °C)					p = 3,0 MPa (T_{sat} = 233,853 °C)			
0,000999	42	44	0,1509	10	0,000999	42	44,5	0,1509	10	0,000999	41,9	44,9	0,1508
0,001001	83,8	85,8	0,2961	20	0,001001	83,8	86,3	0,296	20	0,001	83,7	86,7	0,2959
0,001011	209	211,1	0,7029	50	0,001011	209	211,5	0,7027	50	0,001011	208,9	211,9	0,7024
0,001042	418,5	420,6	1,3057	100	0,001042	418,4	421	1,3053	100	0,001042	418,2	421,3	1,305
0,001156	850,1	852,5	2,3298	200	0,001156	849,8	852,7	2,329	200	0,001155	849,4	852,9	2,3282
0,12551	2 773,2	3 024,2	6,7684	300	0,098937	2 762,3	3 009,6	6,6459	300	0,081179	2 750,8	2 994,3	6,5412
0,17568	3 116,8	3 468,2	7,4337	500	0,13999	3 112,7	3 462,7	7,3254	500	0,1162	3 108,6	3 457,2	7,2359
0,19961	3 291,5	3 690,7	7,7043	600	0,15931	3 288,5	3 686,8	7,5979	600	0,13245	3 285,5	3 682,8	7,5103
0,22326	3 471,7	3 918,2	7,9509	700	0,17835	3 469,3	3 915,2	7,8455	700	0,14841	3 467	3 912,2	7,759
0,24674	3 658	4 151,5	8,179	800	0,19721	3 656,2	4 149,2	8,0743	800	0,1642	3 654,3	4 146,9	7,9885
0,27012	3 850,9	4 391,1	8,3925	900	0,21597	3 849,4	4 389,3	8,2882	900	0,17988	3 847,9	4 387,5	8,2028
0,29342	4 050,2	4 637	8,5936	1 000	0,23466	4 049	4 635,6	8,4896	1 000	0,19549	4 047,6	4 634,1	8,4045
0,31667	4 255,8	4 889,1	8,7842	1 100	0,2533	4 254,7	4 887,9	8,6804	1 100	0,21105	4 253,6	4 886,7	8,5955
0,33989	4 467,2	5 147	8,9654	1 200	0,2719	4 466,3	5 146	8,8618	1 200	0,22657	4 465,3	5 145	8,777
0,4094	5 133,1	5 951,9	9,4624	1 500	0,32757	5 132,5	5 951,4	9,359	1 500	0,27301	5 131,9	5 950,9	9,2745
0,52501	6 326,5	7 376,5	10,169	2 000	0,42011	6 326,1	7 376,4	10,066	2 000	0,35017	6 325,8	7 376,3	9,9818
p = 3,5 MPa (T_{sat} = 242,557 °C)					p = 4,0 MPa (T_{sat} = 250,354 °C)					p = 4,5 MPa (T_{sat} = 257,437 °C)			
0,000999	41,9	45,4	0,1508	10	0,000998	41,9	45,9	0,1507	10	0,000998	41,9	46,4	0,1507
0,001	83,7	87,2	0,2958	20	0,001	83,7	87,7	0,2956	20	0,001	83,6	88,1	0,2955
0,001011	208,8	212,4	0,7022	50	0,00101	208,7	212,8	0,702	50	0,00101	208,7	213,2	0,7017
0,001042	418,1	421,7	1,3046	100	0,001041	417,9	422,1	1,3042	100	0,001041	417,8	422,5	1,3038
0,001155	849	853,1	2,3275	200	0,001154	848,7	853,3	2,3267	200	0,001154	848,3	853,5	2,3259
0,068453	2 738,8	2 978,4	6,4484	300	0,05887	2 726,2	2 961,7	6,3639	300	0,051378	2 713	2 944,2	6,2854
0,099195	3 104,4	3 451,6	7,1593	500	0,086442	3 100,2	3 446	7,0922	500	0,076521	3 096,1	3 440,4	7,0323
0,11325	3 282,5	3 678,9	7,4356	600	0,098859	3 279,5	3 674,9	7,3705	600	0,087662	3 276,4	3 670,9	7,3127
0,12702	3 464,7	3 909,3	7,6854	700	0,11098	3 462,4	3 906,3	7,6214	700	0,0985	3 460,1	3 903,3	7,5646
0,14061	3 652,5	4 144,6	7,9156	800	0,12292	3 650,6	4 142,3	7,8523	800	0,10916	3 648,8	4 140	7,7962
0,1541	3 846,4	4 385,7	8,1303	900	0,13476	3 844,9	4 383,9	8,0674	900	0,11972	3 843,4	4 382,1	8,0118
0,16751	4 046,4	4 632,7	8,3324	1 000	0,14652	4 045,1	4 631,2	8,2697	1 000	0,1302	4 043,9	4 629,8	8,2144
0,18087	4 252,6	4 885,6	8,5235	1 100	0,15824	4 251,4	4 884,4	8,4611	1 100	0,14064	4 250,3	4 883,2	8,406
0,1942	4 464,4	5 144,1	8,7053	1 200	0,16992	4 463,4	5 143,1	8,643	1 200	0,15103	4 462,6	5 142,2	8,588
0,23404	5 131,3	5 950,4	9,203	1 500	0,20481	5 130,7	5 949,9	9,1411	1 500	0,18208	5 130	5 949,4	9,0863
0,30021	6 325,5	7 376,2	9,9105	2 000	0,26274	6 325	7 376	9,8487	2 000	0,2336	6 324,7	7 375,9	9,7942

…

Abaque n°1 (suite)

v	u	h	s	T	v	u	h	s	T	v	u	h	s
p = 5,0 MPa (T_{sat} = 263,941 °C)					p = 5,5 MPa (T_{sat} = 269,965 °C)					p = 6,0 MPa (T_{sat} = 275,585 °C)			
0,000998	41,9	46,9	0,1506	10	0,000998	41,9	47,4	0,1506	10	0,000998	41,9	47,9	0,1505
0,001	83,6	88,6	0,2954	20	0,000999	83,6	89,1	0,2953	20	0,000999	83,5	89,5	0,2952
0,00101	208,6	213,6	0,7015	50	0,00101	208,5	214,1	0,7013	50	0,00101	208,4	214,5	0,701
0,001041	417,6	422,9	1,3034	100	0,001041	417,5	423,2	1,303	100	0,00104	417,4	423,6	1,3026
0,001153	847,9	853,7	2,3251	200	0,001153	847,6	853,9	2,3243	200	0,001152	847,2	854,1	2,3235
0,045346	2 699	2 925,7	6,211	300	0,040373	2 684,1	2 906,2	6,1397	300	0,036189	2 668,4	2 885,5	6,0703
0,068583	3 091,8	3 434,7	6,9781	500	0,062086	3 087,4	3 428,9	6,9285	500	0,056671	3 083,1	3 423,1	6,8826
0,078704	3 273,3	3 666,8	7,2605	600	0,071374	3 270,2	3 662,8	7,213	600	0,065265	3 267,1	3 658,7	7,1693
0,088518	3 457,7	3 900,3	7,5136	700	0,080351	3 455,4	3 897,3	7,4672	700	0,073545	3 453	3 894,3	7,4246
0,098158	3 646,9	4 137,7	7,7458	800	0,089152	3 645,1	4 135,4	7,7001	800	0,081648	3 643,2	4 133,1	7,6582
0,10769	3 841,8	4 380,2	7,9618	900	0,097844	3 840,3	4 378,4	7,9166	900	0,089641	3 838,8	4 376,6	7,8751
0,11715	4 042,6	4 628,3	8,1648	1 000	0,10646	4 041,4	4 626,9	8,1198	1 000	0,09756	4 040	4 625,4	8,0786
0,12655	4 249,3	4 882	8,3566	1 100	0,11503	4 248,2	4 880,9	8,3118	1 100	0,10543	4 247,1	4 879,7	8,2709
0,13592	4 461,6	5 141,2	8,5388	1 200	0,12356	4 460,7	5 140,3	8,4941	1 200	0,11326	4 459,7	5 139,3	8,4534
0,1639	5 129,4	5 948,9	9,0374	1 500	0,14902	5 128,8	5 948,4	8,993	1 500	0,13662	5 128,2	5 947,9	8,9525
0,21029	6 324,4	7 375,8	9,7454	2 000	0,19121	6 324	7 375,7	9,7012	2 000	0,17532	6 323,7	7 375,6	9,6609
p = 6,5 MPa (T_{sat} = 280,858 °C)					p = 7,0 MPa (T_{sat} = 285,829 °C)					p = 7,5 MPa (T_{sat} = 290,535 °C)			
0,000997	41,9	48,3	0,1505	10	0,000997	41,8	48,8	0,1504	10	0,000997	41,8	49,3	0,1504
0,000999	83,5	90	0,2951	20	0,000999	83,5	90,5	0,295	20	0,000998	83,5	91	0,2949
0,001009	208,4	214,9	0,7008	50	0,001009	208,3	215,4	0,7006	50	0,001009	208,2	215,8	0,7004
0,00104	417,2	424	1,3022	100	0,00104	417,1	424,4	1,3019	100	0,00104	416,9	424,7	1,3015
0,001152	846,8	854,3	2,3228	200	0,001151	846,5	854,5	2,322	200	0,001151	846,1	854,7	2,3212
0,032607	2 651,6	2 863,5	6,0019	300	0,029492	2 633,5	2 839,9	5,9337	300	0,026742	2 613,8	2 814,4	5,8646
0,052087	3 078,7	3 417,3	6,8399	500	0,048157	3 074,3	3 411,4	6,8	500	0,04475	3 069,9	3 405,5	6,7623
0,060096	3 264,1	3 654,7	7,1288	600	0,055665	3 260,9	3 650,6	7,091	600	0,051824	3 257,8	3 646,5	7,0555
0,067786	3 450,7	3 891,3	7,3853	700	0,06285	3 448,3	3 888,2	7,3486	700	0,058572	3 445,9	3 885,2	7,3144
0,075298	3 641,4	4 130,8	7,6195	800	0,069855	3 639,4	4 128,4	7,5836	800	0,065138	3 637,6	4 126,1	7,55
0,082699	3 837,3	4 374,8	7,8369	900	0,07675	3 835,8	4 373	7,8014	900	0,071593	3 834,2	4 371,1	7,7682
0,090027	4 038,8	4 624	8,0407	1 000	0,083571	4 037,5	4 622,5	8,0055	1 000	0,077975	4 036,3	4 621,1	7,9726
0,097305	4 246	4 878,5	8,2331	1 100	0,090341	4 244,9	4 877,3	8,1981	1 100	0,084306	4 243,9	4 876,2	8,1655
0,10455	4 458,8	5 138,4	8,4158	1 200	0,097074	4 457,9	5 137,4	8,381	1 200	0,0906	4 457	5 136,5	8,3485
0,12613	5 127,6	5 947,4	8,9152	1 500	0,11714	5 126,9	5 946,9	8,8807	1 500	0,10934	5 126,4	5 946,4	8,8485
0,16187	6 323,2	7 375,4	9,6238	2 000	0,15034	6 322,9	7 375,3	9,5895	2 000	0,14035	6 322,6	7 375,2	9,5575
p = 8 MPa (T_{sat} = 295,008 °C)					p = 9 MPa (T_{sat} = 303,345 °C)					p = 10 MPa (T_{sat} = 310,997 °C)			
0,000997	41,8	49,8	0,1503	10	0,000996	41,8	50,8	0,1502	10	0,000996	41,8	51,7	0,1501
0,000998	83,4	91,4	0,2948	20	0,000998	83,4	92,4	0,2946	20	0,000997	83,3	93,3	0,2944
0,001009	208,2	216,2	0,7001	50	0,001008	208	217,1	0,6997	50	0,001008	207,9	217,9	0,6992
0,001039	416,8	425,1	1,3011	100	0,001039	416,5	425,9	1,3003	100	0,001038	416,2	426,6	1,2996
0,00115	845,7	854,9	2,3205	200	0,001149	845	855,4	2,3189	200	0,001148	844,3	855,8	2,3174
0,024279	2 592,3	2 786,5	5,7937	300	0,001402	1 331,9	1 344,5	3,2533	300	0,001398	1 329,3	1 343,3	3,2488
0,041767	3 065,4	3 399,5	6,7266	500	0,036793	3 056,3	3 387,4	6,6603	500	0,032811	3 047	3 375,1	6,5995
0,048463	3 254,7	3 642,4	7,0221	600	0,042861	3 248,4	3 634,1	6,9605	600	0,038378	3 242	3 625,8	6,9045
0,054828	3 443,6	3 882,2	7,2821	700	0,048589	3 438,8	3 876,1	7,2229	700	0,043597	3 434	3 870	7,1693
0,061011	3 635,7	4 123,8	7,5184	800	0,054132	3 631,9	4 119,1	7,4606	800	0,048629	3 628,2	4 114,5	7,4085
0,067082	3 832,6	4 369,3	7,7371	900	0,059562	3 829,6	4 365,7	7,6802	900	0,053547	3 826,5	4 362	7,629
0,073079	4 035	4 619,6	7,9419	1 000	0,064918	4 032,4	4 616,7	7,8855	1 000	0,05839	4 029,9	4 613,8	7,8349
0,079025	4 242,8	4 875	8,135	1 100	0,070224	4 240,7	4 872,7	8,079	1 100	0,063183	4 238,5	4 870,3	8,0288
0,084934	4 456	5 135,5	8,3181	1 200	0,075492	4 454,2	5 133,6	8,2625	1 200	0,067938	4 452,3	5 131,7	8,2126
0,10252	5 125,7	5 945,9	8,8184	1 500	0,091158	5 124,5	5 944,9	8,7633	1 500	0,082066	5 123,2	5 943,9	8,714
0,1316	6 322,3	7 375,1	9,5275	2 000	0,11703	6 321,6	7 374,9	9,4729	2 000	0,10538	6 320,8	7 374,6	9,4239

…

Abaque n°1 (suite)

v	u	h	s	T	v	u	h	s	T	v	u	h	s
$p = 12$ MPa ($T_{sat} = 324{,}675$ °C)					$p = 14$ MPa ($T_{sat} = 336{,}666$ °C)					$p = 16$ MPa ($T_{sat} = 347{,}355$ °C)			
0,000995	41,7	53,6	0,1499	10	0,000994	41,7	55,6	0,1496	10	0,000993	41,6	57,5	0,1494
0,000996	83,2	95,1	0,2939	20	0,000996	83,1	97	0,2935	20	0,000995	82,9	98,9	0,293
0,001007	207,6	219,7	0,6983	50	0,001006	207,3	221,4	0,6974	50	0,001005	207	223,1	0,6964
0,001038	415,7	428,1	1,298	100	0,001037	415,1	429,6	1,2965	100	0,001036	414,6	431,1	1,295
0,001146	842,9	856,7	2,3144	200	0,001144	841,5	857,6	2,3114	200	0,001143	840,2	858,4	2,3085
0,00139	1 324,5	1 341,2	3,2401	300	0,001382	1 319,9	1 339,2	3,2319	300	0,001375	1 315,4	1 337,4	3,224
0,026828	3 028,1	3 350	6,4903	500	0,022544	3 008,5	3 324,1	6,3932	500	0,019323	2 988,1	3 297,3	6,3046
0,031651	3 229,1	3 608,9	6,8054	600	0,026845	3 216	3 591,8	6,7191	600	0,023238	3 202,6	3 574,4	6,6421
0,036109	3 424,4	3 857,7	7,0753	700	0,030761	3 414,6	3 845,3	6,9941	700	0,026749	3 404,9	3 832,9	6,9224
0,040375	3 620,6	4 105,1	7,3173	800	0,034479	3 613,1	4 095,8	7,2391	800	0,030058	3 605,4	4 086,3	7,1703
0,044524	3 820,4	4 354,7	7,5396	900	0,03808	3 814,3	4 347,4	7,4632	900	0,033247	3 808	4 340	7,3964
0,048599	4 024,8	4 608	7,7467	1 000	0,041605	4 019,6	4 602,1	7,6716	1 000	0,036361	4 014,5	4 596,3	7,606
0,052622	4 234,1	4 865,6	7,9416	1 100	0,045079	4 229,8	4 860,9	7,8673	1 100	0,039422	4 225,5	4 856,3	7,8025
0,056608	4 448,6	5 127,9	8,1259	1 200	0,048516	4 445	5 124,2	8,0523	1 200	0,042447	4 441,2	5 120,4	7,9882
0,068428	5 120,8	5 941,9	8,6284	1 500	0,058687	5 118,3	5 939,9	8,5559	1 500	0,051381	5 115,8	5 937,9	8,4929
0,087892	6 319,5	7 374,2	9,3392	2 000	0,075404	6 318	7 373,7	9,2674	2 000	0,066037	6 316,6	7 373,2	9,2052
$p = 18$ MPa ($T_{sat} = 356{,}992$ °C)					$p = 20$ MPa ($T_{sat} = 365{,}749$ °C)					$p = 30$ MPa ($p > p_{cr}$)			
0,000992	41,5	59,4	0,1491	10	0,000991	41,5	61,3	0,1489	10	0,000987	41,2	70,8	0,1475
0,000994	82,8	100,7	0,2925	20	0,000993	82,7	102,6	0,2921	20	0,000989	82,1	111,8	0,2897
0,001004	206,7	224,8	0,6955	50	0,001003	206,4	226,5	0,6946	50	0,000999	205,1	235,1	0,6901
0,001035	414	432,7	1,2935	100	0,001034	413,5	434,2	1,292	100	0,001029	410,9	441,7	1,2847
0,001141	838,8	859,4	2,3056	200	0,001139	837,5	860,3	2,3027	200	0,00113	831,1	865	2,2888
0,001368	1 311,2	1 335,8	3,2164	300	0,001361	1 307,2	1 334,4	3,2091	300	0,001332	1 288,9	1 328,9	3,176
0,01681	2 967,1	3 269,7	6,2223	500	0,014793	2 945,3	3 241,2	6,1446	500	0,00869	2 824	3 084,7	5,7956
0,020431	3 189	3 556,8	6,572	600	0,018185	3 175,3	3 539	6,5075	600	0,011445	3 103,4	3 446,7	6,2373
0,023629	3 395,1	3 820,4	6,8579	700	0,021133	3 385,1	3 807,8	6,799	700	0,013653	3 334,3	3 743,9	6,5598
0,026619	3 597,8	4 076,9	7,1089	800	0,023869	3 590,1	4 067,5	7,0531	800	0,015628	3 551,2	4 020	6,83
0,029489	3 801,9	4 332,7	7,3368	900	0,026483	3 795,7	4 325,4	7,2829	900	0,017473	3 764,6	4 288,8	7,0695
0,032282	4 009,4	4 590,5	7,5476	1 000	0,02902	4 004,3	4 584,7	7,495	1 000	0,01924	3 978,6	4 555,8	7,288
0,035023	4 221,2	4 851,6	7,745	1 100	0,031504	4 216,8	4 846,9	7,6933	1 100	0,020953	4 195,2	4 823,8	7,4906
0,037727	4 437,5	5 116,6	7,9313	1 200	0,033952	4 433,8	5 112,8	7,8802	1 200	0,02263	4 415,3	5 094,2	7,6807
0,045699	5 113,3	5 935,9	8,4372	1 500	0,041154	5 110,8	5 933,9	8,3871	1 500	0,027521	5 098,6	5 924,2	8,1932
0,058753	6 315,2	7 372,8	9,1502	2 000	0,052925	6 313,8	7 372,3	9,101	2 000	0,035443	6 306,8	7 370,1	8,9108
$p = 40$ MPa ($p > p_{cr}$)					$p = 50$ MPa ($p > p_{cr}$)					$p = 100$ MPa ($p > p_{cr}$)			
0,000982	40,9	80,2	0,1458	10	0,000978	40,6	89,5	0,144	10	0,000959	38,8	134,7	0,1326
0,000985	81,5	120,9	0,2872	20	0,00098	80,9	130	0,2845	20	0,000962	78	174,2	0,2699
0,000995	203,7	243,6	0,6855	50	0,000991	202,5	252	0,681	50	0,000973	196,6	293,9	0,6587
0,001024	408,4	449,3	1,2775	100	0,00102	405,9	456,9	1,2705	100	0,001	395,1	495,1	1,2375
0,001122	825,1	870	2,2755	200	0,001115	819,4	875,2	2,2628	200	0,001083	795,1	903,4	2,2064
0,001308	1 273,3	1 325,6	3,1473	300	0,001288	1 259,6	1 324	3,1218	300	0,001215	1 207,6	1 329,1	3,0219
0,005623	2 681,6	2 906,5	5,4744	500	0,00389	2 528,1	2 722,6	5,1762	500	0,001893	2 126,9	2 316,2	4,49
0,008089	3 026,8	3 350,4	6,017	600	0,006108	2 947,1	3 252,5	5,8245	600	0,002672	2 597,9	2 865,1	5,1581
0,00993	3 281,9	3 679,1	6,374	700	0,007717	3 228,8	3 614,6	6,2178	700	0,003546	2 976,1	3 330,7	5,6639
0,011521	3 511,8	3 972,6	6,6612	800	0,009072	3 472,2	3 925,8	6,5225	800	0,004336	3 281,7	3 715,3	6,0406
0,01298	3 733,3	4 252,5	6,9106	900	0,010296	3 702	4 216,8	6,7819	900	0,005042	3 551,4	4 055,6	6,344
0,01436	3 952,9	4 527,3	7,1355	1 000	0,011441	3 927,4	4 499,4	7,0131	1 000	0,00569	3 804	4 373	6,6038
0,015686	4 173,7	4 801,1	7,3425	1 100	0,012534	4 152,2	4 778,9	7,2244	1 100	0,006296	4 048,8	4 678,4	6,8347
0,016976	4 396,9	5 075,9	7,5357	1 200	0,01359	4 378,6	5 058,1	7,4207	1 200	0,006873	4 290,3	4 977,6	7,045
0,020709	5 086,2	5 914,6	8,0536	1 500	0,016626	5 074,1	5 905,4	7,944	1 500	0,008491	5 015,3	5 864,4	7,593
0,026705	6 299,9	7 368,1	8,775	2 000	0,021464	6 293	7 366,2	8,6691	2 000	0,010998	6 259,4	7 359,2	8,3352

Abaque n°2 : Propriétés de l'eau pure aux points de saturation, triées par température.

°C	MPa	kJ kg^{-1}			kJ kg^{-1}			kJ K^{-1} kg^{-1}			m^3 kg^{-1}	
T_{sat}	p_{sat}	u_L	u_V	u_{LV}	h_L	h_V	h_{LV}	s_L	s_V	s_{LV}	v_L	v_V
0,01	0,000612	[0]	2 374,9	2 374,9		2 500,9		[0]	9,1555	9,1555	0,001	205,991
5	0,000873	21	2 381,8	2 360,8	21	2 510,1	2 489	0,0763	9,0248	8,9486	0,001	147,011
10	0,001228	42	2 388,6	2 346,6	42	2 519,2	2 477,2	0,1511	8,8998	8,7487	0,001	106,303
15	0,001706	63	2 395,5	2 332,5	63	2 528,3	2 465,4	0,2245	8,7803	8,5558	0,001001	77,875
20	0,002339	83,9	2 402,3	2 318,4	83,9	2 537,4	2 453,5	0,2965	8,666	8,3695	0,001002	57,757
25	0,00317	104,8	2 409,1	2 304,3	104,8	2 546,5	2 441,7	0,3672	8,5566	8,1894	0,001003	43,337
30	0,004247	125,7	2 415,9	2 290,1	125,7	2 555,5	2 429,8	0,4368	8,452	8,0152	0,001004	32,878
35	0,005629	146,6	2 422,6	2 276	146,6	2 564,5	2 417,9	0,5051	8,3517	7,8466	0,001006	25,205
40	0,007385	167,5	2 429,4	2 261,9	167,5	2 573,5	2 406	0,5724	8,2555	7,6831	0,001008	19,515
45	0,009595	188,4	2 436,1	2 247,6	188,4	2 582,4	2 394	0,6386	8,1633	7,5247	0,00101	15,252
50	0,012352	209,3	2 442,7	2 233,4	209,3	2 591,3	2 381,9	0,7038	8,0748	7,371	0,001012	12,027
55	0,015762	230,2	2 449,3	2 219,1	230,3	2 600,1	2 369,8	0,768	7,9898	7,2218	0,001015	9,5643
60	0,019946	251,2	2 455,9	2 204,7	251,2	2 608,8	2 357,7	0,8313	7,9081	7,0769	0,001017	7,6672
65	0,025042	272,1	2 462,4	2 190,3	272,1	2 617,5	2 345,4	0,8937	7,8296	6,9359	0,00102	6,1935
70	0,031201	293	2 468,9	2 175,8	293,1	2 626,1	2 333	0,9551	7,754	6,7989	0,001023	5,0395
75	0,038595	314	2 475,2	2 161,3	314	2 634,6	2 320,6	1,0158	7,6812	6,6654	0,001026	4,1289
80	0,047414	335	2 481,5	2 146,6	335	2 643	2 308	1,0756	7,6111	6,5355	0,001029	3,4052
85	0,057867	356	2 487,8	2 131,8	356	2 651,3	2 295,3	1,1346	7,5434	6,4088	0,001032	2,8258
90	0,070182	377	2 493,9	2 117	377	2 659,5	2 282,5	1,1929	7,4781	6,2853	0,001036	2,3591
95	0,084608	398	2 500	2 102	398,1	2 667,6	2 269,5	1,2504	7,4151	6,1647	0,00104	1,9806
100	0,10142	419,1	2 506	2 087	419,2	2 675,6	2 256,4	1,3072	7,3541	6,0469	0,001043	1,6718
105	0,1209	440,1	2 511,9	2 071,8	440,3	2 683,4	2 243,1	1,3633	7,2952	5,9318	0,001047	1,4184
110	0,14338	461,3	2 517,7	2 056,4	461,4	2 691,1	2 229,6	1,4188	7,2381	5,8193	0,001052	1,2093
115	0,16918	482,4	2 523,4	2 041	482,6	2 698,6	2 216	1,4737	7,1828	5,7091	0,001056	1,0358
120	0,19867	503,6	2 528,8	2 025,2	503,8	2 705,9	2 202,1	1,5279	7,1291	5,6012	0,00106	0,89121
125	0,23224	524,8	2 534,3	2 009,4	525,1	2 713,1	2 188	1,5816	7,077	5,4955	0,001065	0,77003
130	0,27028	546,1	2 539,6	1 993,5	546,4	2 720,1	2 173,7	1,6346	7,0264	5,3918	0,00107	0,668
135	0,31323	567,4	2 544,7	1 977,3	567,7	2 726,9	2 159,1	1,6872	6,9772	5,29	0,001075	0,58173
140	0,36154	588,8	2 549,6	1 960,8	589,2	2 733,4	2 144,3	1,7392	6,9293	5,1901	0,00108	0,50845
145	0,41568	610,2	2 554,4	1 944,2	610,6	2 739,8	2 129,2	1,7907	6,8826	5,0919	0,001085	0,44596
150	0,47616	631,7	2 559	1 927,4	632,2	2 745,9	2 113,7	1,8418	6,8371	4,9953	0,001091	0,39245
155	0,5435	653,2	2 563,5	1 910,3	653,8	2 751,8	2 098	1,8924	6,7926	4,9002	0,001096	0,34646
160	0,61823	674,8	2 567,7	1 893	675,5	2 757,4	2 082	1,9426	6,7491	4,8066	0,001102	0,30678
165	0,70093	696,5	2 571,8	1 875,4	697,2	2 762,8	2 065,6	1,9923	6,7066	4,7143	0,001108	0,27243
170	0,79219	718,2	2 575,7	1 857,5	719,1	2 767,9	2 048,8	2,0417	6,665	4,6233	0,001114	0,24259
175	0,8926	740	2 579,4	1 839,4	741	2 772,7	2 031,7	2,0906	6,6241	4,5335	0,001121	0,21658
180	1,0028	761,9	2 582,8	1 820,9	763,1	2 777,2	2 014,2	2,1392	6,584	4,4448	0,001127	0,19384
185	1,1235	783,9	2 586	1 802,1	785,2	2 781,4	1 996,2	2,1875	6,5447	4,3571	0,001134	0,1739
190	1,2552	806	2 589	1 783	807,4	2 785,3	1 977,9	2,2355	6,5059	4,2704	0,001141	0,15636
195	1,3988	828,2	2 591,7	1 763,5	829,8	2 788,8	1 959	2,2832	6,4678	4,1846	0,001149	0,14089
200	1,5549	850,5	2 594,2	1 743,7	852,3	2 792	1 939,7	2,3305	6,4302	4,0996	0,001157	0,12721
205	1,7243	872,9	2 596,4	1 723,5	874,9	2 794,8	1 919,9	2,3777	6,393	4,0154	0,001164	0,11508
210	1,9077	895,4	2 598,3	1 703	897,6	2 797,3	1 899,6	2,4245	6,3563	3,9318	0,001173	0,10429
215	2,1058	918	2 599,9	1 681,9	920,5	2 799,3	1 878,8	2,4712	6,32	3,8488	0,001181	0,094679
220	2,3196	940,8	2 601,2	1 660,4	943,6	2 800,9	1 857,4	2,5177	6,284	3,7663	0,00119	0,086092
225	2,5497	963,7	2 602,2	1 638,5	966,8	2 802,1	1 835,4	2,564	6,2483	3,6843	0,001199	0,078403
230	2,7971	986,8	2 602,9	1 616,1	990,2	2 802,9	1 812,7	2,6101	6,2128	3,6027	0,001209	0,071503
235	3,0625	1 010,1	2 603,2	1 593,2	1 013,8	2 803,2	1 789,4	2,6561	6,1775	3,5214	0,001219	0,065298
240	3,3469	1 033,5	2 603,2	1 569,7	1 037,6	2 803	1 765,4	2,702	6,1423	3,4403	0,001229	0,059705
245	3,6512	1 057	2 602,6	1 545,7	1 061,5	2 802,2	1 740,7	2,7478	6,1072	3,3594	0,00124	0,054654
250	3,9762	1 080,8	2 601,8	1 520,9	1 085,8	2 800,9	1 715,2	2,7935	6,0721	3,2785	0,001252	0,050083

…

Abaque n°2 (suite)

T_{sat}	p_{sat}	u_L	u_V	Δu	h_L	h_V	Δh	s_L	s_V	Δs	v_L	v_V
255	4,3229	1 104,7	2 600,5	1 495,8	1 110,2	2 799,1	1 688,8	2,8392	6,0369	3,1977	0,001264	0,045938
260	4,6923	1 129	2 598,7	1 469,7	1 135	2 796,6	1 661,6	2,8849	6,0016	3,1167	0,001276	0,042173
265	5,0853	1 153,4	2 596,5	1 443	1 160	2 793,5	1 633,5	2,9307	5,9661	3,0354	0,001289	0,038746
270	5,503	1 178,1	2 593,7	1 415,5	1 185,3	2 789,7	1 604,4	2,9765	5,9304	2,9539	0,001303	0,035621
275	5,9464	1 203,1	2 590,4	1 387,3	1 210,9	2 785,2	1 574,3	3,0224	5,8944	2,872	0,001318	0,032766
280	6,4166	1 228,3	2 586,4	1 358,1	1 236,9	2 779,9	1 543	3,0685	5,8579	2,7894	0,001333	0,030153
285	6,9147	1 253,9	2 581,8	1 327,9	1 263,2	2 773,7	1 510,5	3,1147	5,8209	2,7062	0,001349	0,027756
290	7,4418	1 279,8	2 576,5	1 296,7	1 290	2 766,7	1 476,7	3,1612	5,7834	2,6222	0,001366	0,025555
295	7,9991	1 306,2	2 570,5	1 264,3	1 317,3	2 758,7	1 441,4	3,208	5,7451	2,5371	0,001385	0,023529
300	8,5879	1 332,9	2 563,6	1 230,6	1 345	2 749,6	1 404,6	3,2552	5,7059	2,4507	0,001404	0,02166
305	9,2094	1 360,2	2 555,8	1 195,7	1 373,3	2 739,4	1 366,1	3,3028	5,6657	2,3629	0,001425	0,019933
310	9,8651	1 387,9	2 547	1 159,1	1 402,2	2 727,9	1 325,7	3,351	5,6244	2,2734	0,001448	0,018335
315	10,556	1 416,3	2 537,2	1 121	1 431,8	2 715,1	1 283,2	3,3998	5,5816	2,1818	0,001472	0,016851
320	11,284	1 445,3	2 526	1 080,7	1 462,2	2 700,6	1 238,4	3,4494	5,5372	2,0878	0,001499	0,015471
325	12,051	1 475,1	2 513,4	1 038,3	1 493,5	2 684,3	1 190,8	3,5	5,4908	1,9908	0,001528	0,014183
330	12,858	1 505,8	2 499,1	993,3	1 525,9	2 666	1 140,2	3,5518	5,4422	1,8903	0,001561	0,012979
335	13,707	1 537,6	2 483	945,4	1 559,5	2 645,4	1 085,9	3,605	5,3906	1,7856	0,001597	0,011847
340	14,601	1 570,6	2 464,4	893,8	1 594,5	2 621,8	1 027,3	3,6601	5,3356	1,6755	0,001638	0,010781
345	15,541	1 605,3	2 443,1	837,8	1 631,5	2 594,9	963,4	3,7176	5,2762	1,5586	0,001685	0,009769
350	16,529	1 642,1	2 418,1	776	1 670,9	2 563,6	892,7	3,7784	5,211	1,4326	0,00174	0,008802
355	17,57	1 681,9	2 388,4	706,4	1 713,7	2 526,6	812,9	3,8439	5,138	1,2942	0,001808	0,007868
360	18,666	1 726,3	2 351,8	625,5	1 761,7	2 481,5	719,8	3,9167	5,0536	1,1369	0,001895	0,006949
365	19,821	1 777,8	2 303,7	525,9	1 817,8	2 422,9	605,2	4,0014	4,9497	0,9483	0,002017	0,006012
370	21,044	1 844,1	2 230,2	386,2	1 890,7	2 334,5	443,8	4,1112	4,8012	0,6901	0,002215	0,004954
373	21,814	1 915	2 141,6	226,6	1 969,7	2 229,8	260,1	4,2308	4,6334	0,4026	0,002508	0,004045
T_{cr}	22,064	2 015,8	2 015,8	0	2 084,3	2 084,3	0	4,407	4,407	0	0,003106	0,003106

Les valeurs entre crochets sont arbitraires. T_{cr} = 373,946 °C

Abaque n°3 : Propriétés de l'eau pure aux points de saturation, triées par pression.

MPa	°C	kJ kg^{-1}			kJ kg^{-1}			kJ K^{-1} kg^{-1}			m^3 kg^{-1}	
p_{sat}	T_{sat}	u_L	u_V	u_{LV}	h_L	h_V	h_{LV}	s_L	s_V	s_{LV}	v_L	v_V
611,657Pa	0,01	[0]				2 500,9	2 500,9	[0]	9,1555	9,1555	0,001	205,991
0,001	6,97	29,3	2 384,5	2 355,2	29,3	2 513,7	2 484,4	0,1059	8,9749	8,869	0,001	129,178
0,002	17,5	73,4	2 398,9	2 325,5	73,4	2 532,9	2 459,4	0,2606	8,7226	8,462	0,001001	66,987
0,003	24,05	100,9	2 407,9	2 307,1	100,9	2 544,8	2 444	0,3539	8,5773	8,2234	0,001003	45,841
0,004	28,96	121,4	2 414,5	2 293,2	121,4	2 553,7	2 432,3	0,4224	8,4734	8,051	0,001004	34,791
0,005	32,87	137,7	2 419,8	2 282	137,8	2 560,7	2 423	0,4762	8,3938	7,9176	0,001005	28,185
0,006	36,16	151,5	2 424,2	2 272,7	151,5	2 566,6	2 415,2	0,5208	8,329	7,8082	0,001006	23,733
0,007	39	163,3	2 428	2 264,7	163,4	2 571,7	2 408,4	0,559	8,2745	7,7154	0,001008	20,524
0,008	41,51	173,8	2 431,4	2 257,6	173,8	2 576,2	2 402,4	0,5925	8,2273	7,6348	0,001008	18,099
0,009	43,76	183,2	2 434,4	2 251,2	183,3	2 580,2	2 397	0,6223	8,1858	7,5635	0,001009	16,199
0,01	45,81	191,8	2 437,2	2 245,4	191,8	2 583,9	2 392,1	0,6492	8,1488	7,4996	0,00101	14,67
0,012	49,42	206,9	2 442	2 235,1	206,9	2 590,3	2 383,4	0,6963	8,0849	7,3887	0,001012	12,358
0,014	52,55	220	2 446,1	2 226,2	220	2 595,8	2 375,8	0,7366	8,0311	7,2945	0,001013	10,691
0,016	55,31	231,6	2 449,7	2 218,2	231,6	2 600,6	2 369,1	0,772	7,9846	7,2126	0,001015	9,4306
0,018	57,8	241,9	2 453	2 211,1	242	2 605	2 363	0,8036	7,9437	7,1402	0,001016	8,4431
0,02	60,06	251,4	2 455,9	2 204,5	251,4	2 608,9	2 357,5	0,832	7,9072	7,0752	0,001017	7,648
0,04	75,86	317,6	2 476,4	2 158,8	317,6	2 636,1	2 318,4	1,0261	7,669	6,6429	0,001026	3,993
0,05	81,32	340,5	2 483,2	2 142,7	340,5	2 645,2	2 304,7	1,0912	7,593	6,5018	0,00103	3,24
0,06	85,93	359,8	2 489	2 129,1	359,9	2 652,9	2 292,9	1,1454	7,5311	6,3857	0,001033	2,7317
0,07	89,93	376,7	2 493,9	2 117,2	376,8	2 659,4	2 282,7	1,1921	7,479	6,2869	0,001036	2,3648
0,08	93,49	391,6	2 498,2	2 106,6	391,7	2 665,2	2 273,5	1,233	7,4339	6,2009	0,001039	2,0871
0,09	96,69	405,1	2 502,1	2 096,9	405,2	2 670,3	2 265,1	1,2696	7,3943	6,1246	0,001041	1,8694
0,1	99,61	417,4	2 505,5	2 088,1	417,5	2 674,9	2 257,4	1,3028	7,3588	6,0561	0,001043	1,6939
0,12	104,78	439,2	2 511,7	2 072,5	439,4	2 683,1	2 243,7	1,3609	7,2977	5,9367	0,001047	1,4284
0,14	109,29	458,3	2 516,9	2 058,6	458,4	2 690	2 231,6	1,411	7,2461	5,8351	0,001051	1,2366
0,16	113,3	475,2	2 521,4	2 046,2	475,4	2 696	2 220,7	1,4551	7,2014	5,7463	0,001054	1,0914
0,18	116,91	490,5	2 525,5	2 034,9	490,7	2 701,4	2 210,7	1,4945	7,1621	5,6676	0,001058	0,97747
0,2	120,21	504,5	2 529,1	2 024,6	504,7	2 706,2	2 201,5	1,5302	7,1269	5,5967	0,001061	0,88568
0,25	127,41	535,1	2 536,8	2 001,8	535,3	2 716,5	2 181,1	1,6072	7,0524	5,4452	0,001067	0,71866
0,3	133,52	561,1	2 543,2	1 982,1	561,4	2 724,9	2 163,5	1,6717	6,9916	5,3199	0,001073	0,60576
0,35	138,86	583,9	2 548,5	1 964,7	584,3	2 732	2 147,7	1,7274	6,9401	5,2128	0,001079	0,52418
0,4	143,61	604,2	2 553,1	1 948,9	604,7	2 738,1	2 133,4	1,7765	6,8955	5,119	0,001084	0,46238
0,5	151,83	639,5	2 560,7	1 921,2	640,1	2 748,1	2 108	1,8604	6,8207	4,9603	0,001093	0,37481
0,6	158,83	669,7	2 566,8	1 897	670,4	2 756,1	2 085,8	1,9308	6,7592	4,8284	0,001101	0,31558
0,7	164,95	696,2	2 571,9	1 875,6	697	2 762,8	2 065,8	1,9918	6,7071	4,7153	0,001108	0,27277
0,8	170,41	720	2 576	1 856,1	720,9	2 768,3	2 047,4	2,0457	6,6616	4,616	0,001115	0,24034
0,9	175,35	741,6	2 579,6	1 838	742,6	2 773	2 030,5	2,094	6,6213	4,5272	0,001121	0,21489
1	179,88	761,4	2 582,7	1 821,3	762,5	2 777,1	2 014,6	2,1381	6,585	4,447	0,001127	0,19436
1,1	184,06	779,8	2 585,4	1 805,6	781	2 780,6	1 999,6	2,1785	6,552	4,3735	0,001133	0,17745
1,2	187,96	797	2 587,8	1 790,8	798,3	2 783,7	1 985,4	2,2159	6,5217	4,3058	0,001139	0,16326
1,3	191,61	813,1	2 590	1 776,8	814,6	2 786,5	1 971,9	2,2508	6,4936	4,2428	0,001144	0,15119
1,4	195,04	828,4	2 591,7	1 763,3	830	2 788,8	1 958,9	2,2835	6,4675	4,1839	0,001149	0,14078
1,5	198,29	842,8	2 593,4	1 750,6	844,6	2 791	1 946,4	2,3143	6,443	4,1286	0,001154	0,13171
1,6	201,37	856,6	2 594,8	1 738,2	858,5	2 792,8	1 934,4	2,3435	6,4199	4,0765	0,001159	0,12374
1,7	204,31	869,8	2 596,2	1 726,4	871,7	2 794,5	1 922,7	2,3711	6,3981	4,027	0,001163	0,11667
1,8	207,11	882,4	2 597,2	1 714,9	884,5	2 795,9	1 911,4	2,3975	6,3775	3,98	0,001168	0,11037
1,9	209,8	894,5	2 598,3	1 703,8	896,7	2 797,2	1 900,5	2,4227	6,3578	3,9351	0,001172	0,1047
2	212,38	906,1	2 599,1	1 693	908,5	2 798,3	1 889,8	2,4468	6,339	3,8923	0,001177	0,099585
2,2	217,25	928,3	2 600,6	1 672,3	930,9	2 800,1	1 869,2	2,4921	6,3038	3,8116	0,001185	0,090698
2,4	221,79	949	2 601,6	1 652,6	951,9	2 801,4	1 849,6	2,5343	6,2712	3,7369	0,001193	0,083244
2,6	226,05	968,5	2 602,4	1 633,8	971,7	2 802,3	1 830,7	2,5736	6,2409	3,6672	0,001201	0,076899

…

Abaque n°3 (suite)

p_{sat}	T_{sat}	u_L	u_V	Δu	h_L	h_V	Δh	s_L	s_V	Δs	v_L	v_V
2,8	230,06	987,1	2 602,9	1 615,8	990,5	2 802,9	1 812,4	2,6106	6,2124	3,6018	0,001209	0,071429
3	233,85	1 004,6	2 603,2	1 598,6	1 008,3	2 803,2	1 794,8	2,6455	6,1856	3,54	0,001217	0,066664
3,2	237,46	1 021,5	2 603,2	1 581,7	1 025,4	2 803,1	1 777,7	2,6787	6,1602	3,4815	0,001224	0,062475
3,4	240,9	1 037,6	2 603,1	1 565,5	1 041,8	2 802,9	1 761	2,7102	6,136	3,4258	0,001231	0,058761
3,6	244,18	1 053,1	2 602,8	1 549,7	1 057,6	2 802,4	1 744,8	2,7403	6,1129	3,3726	0,001239	0,055446
3,8	247,33	1 068,1	2 602,3	1 534,3	1 072,8	2 801,7	1 728,9	2,7691	6,0908	3,3217	0,001246	0,052467
4	250,35	1 082,5	2 601,7	1 519,2	1 087,5	2 800,8	1 713,3	2,7968	6,0696	3,2728	0,001253	0,049776
4,2	253,26	1 096,4	2 601	1 504,6	1 101,7	2 799,8	1 698,1	2,8234	6,0491	3,2257	0,001259	0,047332
4,4	256,07	1 109,9	2 600,2	1 490,2	1 115,5	2 798,6	1 683,1	2,849	6,0293	3,1803	0,001266	0,045102
4,6	258,78	1 123	2 599,2	1 476,2	1 128,9	2 797,3	1 668,4	2,8738	6,0102	3,1364	0,001273	0,043059
4,8	261,4	1 135,8	2 598,1	1 462,4	1 141,9	2 795,8	1 653,9	2,8978	5,9917	3,0939	0,00128	0,04118
5	263,94	1 148,2	2 597	1 448,8	1 154,6	2 794,2	1 639,6	2,921	5,9737	3,0527	0,001286	0,039446
5,5	269,97	1 177,9	2 593,7	1 415,7	1 185,1	2 789,7	1 604,6	2,9762	5,9307	2,9545	0,001303	0,035642
6	275,59	1 206	2 589,9	1 383,9	1 213,9	2 784,6	1 570,7	3,0278	5,8901	2,8623	0,001319	0,032448
6,5	280,86	1 232,7	2 585,7	1 353	1 241,4	2 778,9	1 537,5	3,0764	5,8516	2,7752	0,001336	0,029727
7	285,83	1 258,2	2 581	1 322,7	1 267,7	2 772,6	1 505	3,1224	5,8148	2,6924	0,001352	0,027378
7,5	290,54	1 282,6	2 575,9	1 293,3	1 292,9	2 765,9	1 473	3,1662	5,7793	2,6131	0,001368	0,02533
8	295,01	1 306,2	2 570,5	1 264,3	1 317,3	2 758,7	1 441,4	3,2081	5,745	2,5369	0,001385	0,023526
8,5	299,27	1 329	2 564,7	1 235,7	1 340,9	2 751	1 410,1	3,2483	5,7117	2,4634	0,001401	0,021923
9	303,35	1 351,1	2 558,5	1 207,4	1 363,9	2 742,9	1 379,1	3,287	5,6791	2,3922	0,001418	0,02049
9,5	307,25	1 372,6	2 552	1 179,4	1 386,2	2 734,4	1 348,2	3,3244	5,6473	2,3229	0,001435	0,019199
10	311	1 393,6	2 545,2	1 151,6	1 408,1	2 725,5	1 317,4	3,3606	5,616	2,2553	0,001453	0,01803
11	318,08	1 434	2 530,4	1 096,4	1 450,4	2 706,3	1 255,9	3,4303	5,5545	2,1242	0,001489	0,01599
12	324,68	1 473,2	2 514,2	1 041	1 491,5	2 685,4	1 194	3,4967	5,4939	1,9972	0,001526	0,014264
13	330,85	1 511,1	2 496,6	985,4	1 531,5	2 662,7	1 131,2	3,5608	5,4336	1,8728	0,001566	0,01278
14	336,67	1 548,5	2 477,1	928,6	1 571	2 637,9	1 066,9	3,6232	5,3727	1,7495	0,00161	0,011485
15	342,16	1 585,3	2 455,6	870,3	1 610,2	2 610,7	1 000,5	3,6846	5,3106	1,626	0,001657	0,010338
16	347,36	1 622,3	2 431,9	809,5	1 649,7	2 580,8	931,1	3,7457	5,2463	1,5006	0,001709	0,009309
17	352,29	1 659,9	2 405,2	745,3	1 690	2 547,5	857,5	3,8077	5,1787	1,371	0,001769	0,008371
18	356,99	1 699	2 374,8	675,8	1 732,1	2 509,8	777,7	3,8718	5,1061	1,2342	0,00184	0,007502
19	361,47	1 740,6	2 339,1	598,5	1 777,2	2 466	688,9	3,9401	5,0256	1,0855	0,001927	0,006677
20	365,75	1 786,4	2 295	508,6	1 827,2	2 412,3	585,1	4,0156	4,9314	0,9158	0,00204	0,005865
21	369,83	1 841,3	2 233,7	392,4	1 887,6	2 338,6	451	4,1064	4,8079	0,7015	0,002206	0,004996
22	373,71	1 951,8	2 092,9	141,1	2 011,3	2 173,1	161,7	4,2945	4,5446	0,2501	0,002704	0,003648
p_{cr}	373,95	2 015,8	2 015,8	0	2 084,3	2 084,3	0	4,407	4,407	0	0,003106	0,003106

Les valeurs entre crochets sont arbitraires. $p_{cr} = 22{,}064$ MPa

A2 Distinction entre pression indiquée et pression réelle

La pression indiquée sur un baromètre n'est pas toujours la pression réelle du fluide.

En effet, on mesure souvent la pression à l'aide de manomètres qui sont calibrés sur la pression atmosphérique. Par exemple, lorsque l'on regonfle un pneu en station-service, le manomètre indique 0 bar à pression ambiante – toutes les pressions qu'il indiquera seront décalées de la valeur de la pression atmosphérique. Nous nommons cette valeur indiquée la ***pression jaugée***.

La pression jaugée se définit comme :

$$p_\text{j} \equiv p_\text{réelle} - p_\text{atm.}$$

où p_j est la pression jaugée, indiquée au cadran (Pa),
$p_\text{réelle}$ est la pression réelle au sein du réservoir où est faite la mesure (Pa),
et $p_\text{atm.}$ est la pression atmosphérique ambiante (Pa).

Un manomètre jaugé indique donc 0 bar quelle que soit la pression ambiante, s'il est laissé à l'air libre. La pression indiquée lors d'une mesure dépendra de la pression atmosphérique ambiante ; elle peut être positive (pneu) ou parfois négative (conduit d'eau ou de pétrole).

La pression jaugée est intéressante parce qu'elle indique *la différence* de pression entre chacun des côtés des parois du réservoir (pneu, canalisation) ; elle révèle donc les contraintes qu'elles subissent. La pression réelle de l'air à l'intérieur du pneu n'a pas d'intérêt en tant que telle pour l'automobiliste.

En revanche, c'est la pression réelle dont nous avons besoin pour prédire l'état des fluides. Nous utilisons donc **toujours la pression réelle** dans nos calculs.

A3 Conventions de notation

Les conventions graphiques et de signe sont décrites dans les sections §2.2.2 p.28, §3.2.1 p.58, et §6.1 p.154.

≡ Par définition. Le symbole ≡ pose la définition du terme à sa gauche (qui ne dépend donc pas d'équations antérieures).

˙ (point au dessus d'un symbole) Débit dans le temps : $\dot{} \equiv \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}$. Par exemple $\dot{Q}$ est le débit de chaleur (en watts) représentant une quantité Q (en joules) par seconde.

Δ dénote une différence nette entre deux valeurs : $(\Delta X)_{\mathrm{A}\to\mathrm{B}} = X_{\mathrm{B}} - X_{\mathrm{A}}$. Elle peut être négative.

italiques Propriétés physiques (masse m, température T).

indices En caractères droits : points dans le temps ou dans l'espace (température T_{A} au point A). Les indices « cst. » et « cste » dénotent une propriété qui reste constante, l'indice « rév. » indique que le calcul est effectué le long d'une évolution réversible, « in » dénote « entrant » et « out » « sortant ». En caractères italiques : T_H, T_B, et les indices TH et TB dénotent une température haute ou basse, comme détaillé en §7.2.2 p.185. Les indices L et V indiquent les points de saturation d'un mélange liquide-vapeur, comme détaillé en §5.3.2 p.127.

minuscules Valeurs spécifiques (énergie ou puissance). Voir §1.1.5 p.5.

opérateurs Différentiel d, exponentielle $\exp x \equiv e^x$, logarithme naturel $\ln x \equiv \log_e x$;

unités Les unités sont en caractères droits et en gris (1 kg). Dans les phrases les unités sont en toutes lettres et conjuguées (cent watts). Le litre est noté L pour le rendre plus lisible ($1\,\mathrm{L} \equiv 10^{-3}\,\mathrm{m^3}$). Les unités des équations sont celles du système international d'unités (SI) sauf indication contraire.

nombres Le séparateur de décimale est la virgule, le multiplicateur d'exposant est un point, les chiffres des entiers sont groupés par trois ($1{,}234 \cdot 10^3 = 1\,234$). Les arrondis sont effectués aussi tard que possible et jamais en série ; les zéros de début et de fin ne sont jamais indiqués.

A4 Errata

La version imprimée de ce livre est partie à l'impression en avril 2015. Le présent document a été généré le 30 août 2015; outre des rectifications mineures de langage et de mise en page, les corrections suivantes ont été apportées :

— Page 196 en section §7.3.5, une phrase avait été accidentellement effacée. Il fallait lire « Les moteurs à *deux temps* effectuent une détente par tour de vilebrequin (tous les deux mouvements de piston) ; tandis que les moteurs à *quatre temps* (figure 6.14) effectuent une détente tous les deux tours. La distinction etc… ».

— Page 205 dans l'exemple 7.4, le calcul de rendement était effectué avec une température de −5 °C plutôt que de −15 °C. Le résultat correct pour −15 °C est $\eta_{\text{réfrigérateur}} = \eta_{\text{réfrigérateur Carnot}} = \frac{1}{\frac{T_H}{T_B}-1} = \frac{1}{\frac{25+273,15}{-15+273,15}-1} = 6{,}45$. Remerciements à Gwen Messé pour la correction.

La version la plus récente de ce document, le journal intégral des modifications, et un formulaire de contact pour signaler les erreurs restantes à l'auteur, sont tous accessibles depuis la page Internet de ce livre:

http://thermodynamique.ninja/

A5 Fabrication de ce livre

Ce livre a été réalisé avec une pile logicielle entièrement libre.

La rédaction et la mise en page ont été réalisées en langage LaTeX. La compilation a été réalisée par *pdflatex* avec la police de caractères *Libertine*.
Tous les graphiques et schémas du livre ont été réalisés avec le programme de dessin vectoriel *Inkscape* ; les retouches graphiques ont été effectuées sous GIMP. Le code source du livre est géré avec *Git*. L'ensemble de ces logiciels, bien sûr, a été installé sous *Debian*.

A6 Réutilisation de ce livre

La version PDF de ce livre contient des hyperliens permettant, pour la plupart des images, d'en retrouver la source et de contacter leur auteur/e. Ce document, les fichiers source utilisés son élaboration, ainsi que plusieurs autres documents PDF dérivés du livre, sont accessibles à partir de la page Internet du livre :

http://thermodynamique.ninja/

Bibliographie

Pour étudier la thermodynamique de l'ingénieur :

- Pour compléter ce livre et aller plus loin, en français : Çengel, Boles & Lacroix 2007 [48, 49], une couverture accessible, exhaustive et solide des sujets abordés ici ;
- Pour compléter ce livre et aller plus loin, en anglais : Eastop & McConkey 1993 [38], incontournable référence (lui-même basé sur le très robuste Rogers & Mayhew 1992 [37]) ;
- Pour approfondir : Watzky 2007 [47], une approche plus analytique et rigoureuse que celle qui est menée ici.

Pour découvrir la thermodynamique en physique :

- Depondt 2001 [43], une exploration ludique de notre discipline préférée (Philippe Depondt a écrit les sections §1.6, §3.6, §4.5, et §8.6 de ce manuel) ;
- Feynman 1963 [30, 35] aborde la thermodynamique à plusieurs reprises dans son livre introductif de physique (devenu une référence), en particulier avec une belle exploration de la notion d'irréversibilité.

Pour voyager dans le temps :

- Gay-Lussac 1807 [3] et Joule 1845 [8] pour un acompte du travail minutieux et méticuleux qui a permis de poser les bases de ce que l'on appelle aujourd'hui *premier principe* ;
- Carnot 1824 [4], le livret d'une modernité époustouflante du premier ingénieur thermodynamicien de l'histoire ;
- Clausius 1854 [13] pour voir naître le terme « entropie » et voir l'aplomb de son papa.

Références

[1] Antoine Laurent de LAVOISIER et Pierre-Simon de LAPLACE. « Mémoire sur la chaleur ». In : *Mémoire de mathématiques et de physique de l'Académie des Sciences* (1780), p. 355–408.

[2] Joseph BLACK. *Lectures on the Elements of Chemistry Delivered in the University of Edinburgh.* Anglais. Sous la dir. de John ROBINSON. T. 1. Mathew Carey, 1807.

[3] Louis Joseph GAY-LUSSAC. « Premier essai pour déterminer les variations de température qu'éprouvent les gaz en changeant de densité, et considérations sur leur capacité pour le calorique ». In : *Mémoires de physique et de chimie de la Société d'Arcueil* 1 (1807), p. 180–203.

[4] Sadi CARNOT. *Réflexions sur la puissance motrice du feu et sur les machines propres à développer cette puissance.* Bachelier, 1824.

[5] Benoît Paul Émile CLAPEYRON. « Mémoire sur la puissance motrice de la chaleur ». In : *Journal de l'École Polytechnique* 14.23 (1834), p. 153–190.

[6] François-Marie Guyonneau de PAMBOUR. *Traité théorique et pratique des machines locomotives.* 1re éd. Bachelier, 1835.

[7] François-Marie Guyonneau de PAMBOUR. *Théorie de la machine à vapeur.* 1re éd. Bachelier, 1839.

[8] James Prescott JOULE. « On the Changes of Temperature Produced by the Rarefaction and Condensation of Air ». Anglais. In : *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* 26.174 (1845), p. 369–383.

[9] William Thomson Baron KELVIN. « On an Absolute Thermometric Scale founded on Carnot's Theory of the Motive Power of Heat and calculated from Regnaut's observations ». Anglais. In : *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* (1848).

[10] Rudolf Julius Emanuel CLAUSIUS. « Über die bewegende Kraft der Wärme und die Gesetze, welche sich daraus für die Wärmelehre selbst ableiten lassen ». Allemand. In : *Annalen der Physik* 79 (1850), p. 368–397, 500–524.

[11] Rudolf Julius Emanuel CLAUSIUS. « On the Moving Force of Heat, and the Laws regarding the Nature of Heat itself which are deducible therefrom ». Anglais. Trad. de l'allemand par John TYNDALL. In : *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science.* 4e sér. 2 (1851), p. 1–21, 102–119.

[12] William Thomson Baron KELVIN. « On a Universal Tendency in Nature to the Dissipation of Mechanical Energy ». Anglais. In : *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* 4.25 (1852), p. 304–306.

[13] Rudolf Julius Emanuel CLAUSIUS. « Über eine veränderte Form des zweiten Hauptsatzes der mechanischen Wärmetheorie ». Allemand. In : *Annalen der Physik* 169.12 (1854), p. 481–506.

[14] James Prescott JOULE et William Thomson Baron KELVIN. « On the Thermal Effects of Fluids in Motion, Part II ». Anglais. In : *Philosophical Transactions of the Royal Society of London.* 1re sér. 144 (1854), p. 321–364.

[15] William Thomson Baron KELVIN. « On the Dynamical Theory of Heat, Part VI ». Anglais. In : *Transactions of the Royal Society of Edinburgh* 21.1 (1854).

[16] Rudolf Julius Emanuel CLAUSIUS. « Über die Anwendung der mechanischen Wärmetheorie auf die Dampfmaschine ». Allemand. In : *Annalen der Physik* 173.12 (1856), p. 441–476.

[17] Rudolf Julius Emanuel CLAUSIUS. « Über verschiedene für die Anwendung bequeme Formen der Hauptgleichungen der mechanischen Wärmetheorie ». Allemand. In : *Annalen der Physik* 201.7 (1865), p. 353–400.

[18] Rudolf Julius Emanuel Clausius. *The Mechanical Theory of Heat, with its Applications to the Steam-engine and to the Physical Properties of Bodies.* Anglais. Sous la dir. de T. Archer Hirst. Trad. de l'allemand et introd. par John Tyndall. Avec des annot. de Rudolf Julius Emanuel Clausius. J. van Voorst, 1867.

[19] Rudolf Julius Emanuel Clausius. « Sur diverses formes des équations fondamentales de la théorie mécanique de la chaleur, qui sont commodes dans l'application ». In : *Théorie mécanique de la chaleur.* Trad. de l'allemand et introd. par F. Folie. Avec des annot. de Rudolf Julius Emanuel Clausius. Eugène Lacroix, 1868, p. 377–420.

[20] Rudolf Julius Emanuel Clausius. « Sur la force motrice de la chaleur et les lois qui s'en déduisent pour la théorie de la chaleur ». In : *Théorie mécanique de la chaleur.* Trad. de l'allemand et introd. par F. Folie. Avec des annot. de Rudolf Julius Emanuel Clausius. Eugène Lacroix, 1868, p. 17–84.

[21] Rudolf Julius Emanuel Clausius. « Sur l'application de la théorie mécanique de la chaleur à la machine à vapeur ». In : *Théorie mécanique de la chaleur.* Trad. de l'allemand et introd. par F. Folie. Avec des annot. de Rudolf Julius Emanuel Clausius. Eugène Lacroix, 1868, p. 161–245.

[22] Rudolf Julius Emanuel Clausius. « Sur une nouvelle forme du second principe de la théorie mécanique de la chaleur ». In : *Théorie mécanique de la chaleur.* Trad. de l'allemand et introd. par F. Folie. Avec des annot. de Rudolf Julius Emanuel Clausius. Eugène Lacroix, 1868, p. 131–160.

[23] Rudolf Christian Karl Diesel. *Theorie und Konstruktion eines rationellen Wärmemotors zum Ersatz der Dampfmaschinen und der heute bekannten Verbrennungsmotoren.* Allemand. J. Springer, 1893.

[24] Rudolf Christian Karl Diesel. *Theory and Construction of a Rational Heat Motor.* Anglais. Trad. de l'allemand par Sydney Bryan Donkin. E. & F. N. Spon, 1894.

[25] Rudolf Christian Karl Diesel. *Solidarismus. Natürliche wirtschaftliche Erlösung des Menschen.* Allemand. R. Oldenbourg, 1903.

[26] Aurel Boreslav Stodola. *Die Dampfturbinen. mit einem Anhänge über die Aussichten der Wärmekraftmaschinen und über die Gasturbine.* Allemand. Springer-Verlag GmbH, 1904.

[27] Aurel Boreslav Stodola. *The Steam Turbine. With an appendix on gas turbines and the future of heat engines.* Anglais. Trad. de l'allemand par Louis Loewenstein. Archibald Constable & co. ltd., 1905.

[28] Herbert Sammons et Ernest Chatterton. *Napier Nomad Aircraft Diesel Engine.* Anglais. Rapp. tech. SAE International, juin 1955, p. 107–131. doi : `10.4271/550239`.

[29] Isaac Asimov. « The Last Question ». Anglais. In : *Science Fiction Quarterly* (nov. 1956). Sous la dir. de Robert A. W. Lowndes. url : `http://www.physics.princeton.edu/ph115/LQ.pdf`.

[30] Richard Feynman, Robert Benjamin Leighton et Matthew Sands. *The Feynman Lectures on Physics.* Anglais. 3 t. Addison-Wesley Pub. Co, 1963. isbn : 0201020106. url : `http://feynmanlectures.caltech.edu/`.

[31] Alexandre Koyré. *Études Galiléennes. Du monde clos à l'univers infini.* 2e éd. Hermann, 1966.

[32] Isaac Asimov. *L'avenir commence demain.* Trad. de l'anglais par Bruno Martin. Presses Pocket, 1978. isbn : 9782266006439.

[33] Morton Grosser. *Diesel : The Man & The Engine.* Anglais. Atheneum Books, 1978. isbn : 0689306520.

[34] Donald E. Thomas Jr. « Diesel, Father and Son : Social Philosophies of Technology ». Anglais. In : *Technology and Culture* (1978), p. 376–393.

[35] Richard FEYNMAN, Robert Benjamin LEIGHTON et Matthew SANDS. *Le cours de physique de Feynman*. Trad. de l'anglais par Goéry DELACOTE. 3 t. InterEditions, 1979. ISBN : 2729600272. *The Feynman Lectures on Physics*. Anglais. 3 t. Addison-Wesley Pub. Co, 1963. ISBN : 0201020106. URL : http://feynmanlectures.caltech.edu/.

[36] Clifford Ambrose TRUESDELL. *The Tragicomical History of Thermodynamics, 1822-1854*. Anglais. Sous la dir. de M.J KLEIN et G.J. TOOMER. Studies in the History of Mathematics and Physical Sciences. Springer-Verlag, 1980. ISBN : 9780387904030.

[37] Gordon Frederick Crichton ROGERS et Yon Richard MAYHEW. *Engineering Thermodynamics. Work and Heat Transfer*. Anglais. 4e éd. Longman Scientific & Technical Wiley, 1992. ISBN : 0582045665.

[38] Thomas D. EASTOP et Allan MCCONKEY. *Applied Thermodynamics for Engineering Technologists*. Anglais. 5e éd. Prentice Hall, 1993. ISBN : 0582091934.

[39] Robert LOCQUENEUX. « Préhistoire & histoire de la thermodynamique classique : une histoire de la chaleur ». In : *Cahiers d'histoire et de philosophie des sciences* 45 (1996).

[40] David MILLAR et al. *The Cambridge Dictionary of Scientists*. Anglais. Cambridge University Press, 1996. ISBN : 9780521567183.

[41] Robbie COLTRANE et John BINIAS. *Coltrane's Planes and Automobiles*. Anglais. Simon & Schuster, 1997. ISBN : 978-0684819570.

[42] Jacques DAROLLES. *Le plus beau bureau du monde. Cyber-chroniques d'un copilote*. Sous la dir. de Pauline SCHMIDT. Textes & prétextes. 2000. ISBN : 2951781806.

[43] Philippe DEPONDT. *L'Entropie et tout ça. Le roman de la thermodynamique*. Cassini, 2001. ISBN : 2842250443.

[44] Robert Bosch GMBH. *Diesel-Engine Management*. Anglais. 5e éd. Bentley Publishers, 2005. ISBN : 0837613531.

[45] Roger LAMOULINE. *Du thermomètre à la température*. Ellipses, 2005. ISBN : 2729822682.

[46] Rolls-Royce PLC. *The Jet Engine*. Anglais. 6e éd. Rolls-Royce plc, 2005. ISBN : 0902121235.

[47] Alexandre WATZKY. *Thermodynamique macroscopique. À l'usage des étudiants en sciences de l'ingénieur*. Avec une préf. de Jean COIRIER. De Boeck, 2007. ISBN : 9782804152383.

[48] Yunus A. ÇENGEL et Michael A. BOLES. *Thermodynamics. An Engineering Approach*. Anglais. 6e éd. McGraw-Hill, 2008. ISBN : 0073305375.

[49] Yunus A. ÇENGEL et Michael A. BOLES. *Thermodynamique. Une approche pragmatique*. Trad. de l'anglais par Marcel LACROIX. Chenelière McGraw-Hill et De Boeck, 2008. ISBN : 9782765105114.

Index

T

« Nous avons étudié ce sujet avec tout l'intérêt, nous pourrions dire, avec tout l'entraînement qu'il excitait en nous. Quel tableau admirable en effet que ce triomphe de l'intelligence humaine ! Quel imposant spectacle que celui d'une locomotive se mouvant sans effort apparent et tirant derrière elle un train de 40 ou 50 voitures chargées, pesant chacune dix milliers de livres ! Que sont désormais les plus lourds fardeaux avec des machines qui peuvent mouvoir des poids si énormes ; que sont les distances avec des moteurs qui franchissent journellement un intervalle de 12 lieues en 1½ heure ? Le sol disparaît en quelque sorte sous vos yeux ; les arbres, les maisons, les montagnes, sont entraînés derrière vous avec la rapidité d'un trait, et lorsque vous croisez un autre train avec une vitesse relative de 15 à 20 lieues à l'heure, vous l'apercevez en un moment poindre, grandir et vous toucher ; et à peine l'avez-vous vu passer avec effroi, que déjà il est emporté loin de vous, devenu un point, et disparu de nouveau dans le lointain. »

François-Marie Guyonneau de Pambour
Traité théorique et pratique des machines locomotives [6], 1835